

MAR 23 1942

1 9 2 6

Nr. 1

PERIODICAL ROOM
UNIVERSITY LIBRARY
UNIV. OF MICHIGAN

ANNALEN DER PHYSIK

GEGRÜNDET 1799 DURCH F. A. C. GREN
UND FORTGEFÜHRT DURCH L. W. GILBERT,
J. C. POGGENDORFF, G. u. E. WIEDEMANN,
P. DRUDE

VIERTE FOLGE
BAND 79 HEFT 1
DER GANZEN REIHE 384. BANDES 1. HEFT

KURATORIUM:
M. PLANCK, E. WARBURG

UNTER MITWIRKUNG
DER DEUTSCHEN PHYSIKALISCHEN GESELLSCHAFT
HERAUSGEGEBEN VON

W. WIEN UND M. PLANCK

MIT EINER TAFEL



LEIPZIG

VERLAG VON JOHANN AMBROSIUS BARTH

Bestellungen auf die „Annalen“ werden von allen Buchhandlungen und der Verlagsbuchhandlung entgegengenommen. Im Jahre 1926 erscheinen die Bände 79, 80 und 81 à 8 Hefte. Der Abonnementspreis beträgt pro Band Rm. 20.— zuzüglich Rm. —.80 für Porto bei direkter Zusendung für das Inland und Rm. 1.60 für das Ausland.

Ausgegeben im Februar 1926.

Inhalt.

	Seite
1. E. Rupp. Interferenzuntersuchungen an Kanalstrahlen	1
2. Sven Holgersson. Röntgenographische Strukturuntersuchungen von einigen Metalllegierungen. (Die Reihen AuAg und NiCu.) Hierzu Tafel I	35
3. J. Palacios. Theorie der Lichtemission nach dem Modell von Rutherford-Bohr	55
4. G. Tammann. Über die Verteilung zweier Atomarten in Mischkristallreihen	81
5. W. Geiss. Totalstrahlung und spezifischer Widerstand des Wolframs bei Glühtemperaturen	85
6. Carl Ramsauer. Herrn T. Schliomkas Bemerkungen zu meiner Arbeit: „Über den unmittelbaren Nachweis der elektrischen Erdladung“	89
7. P. H. van Cittert. Zur Messung der Feinstruktur der Wasserstofflinien mit der Lummer-Gehrcke-Platte. Antwort zu den Bemerkungen des Herrn Gehrcke	94
8. H. Kopfermann u. R. Ladenburg. Druckfehlerberichtigung zur Arbeit „Elektrooptische Untersuchungen am Natrium dampf“	96

Die Redaktion der Annalen wird von den umseitig genannten Herren besorgt. Den geschäftlichen Teil hat Herr Geh. Hofrat Prof. W. Wien übernommen, an den auch Manuskripte zu senden sind. Seine Adresse ist: München, Kolberger Straße 16.

Es wird gebeten, die Manuskripte **druckfertig** einzuliefern und in den Korrekturen den beim Druck für sie verwendeten Raum nicht zu überschreiten.

Für die Aufnahme von Dissertationen gelten besondere Bedingungen, welche vom Verlag bekannt gegeben werden.

Die Verlagsbuchhandlung liefert 100 **Sonderabdrücke** jeder Arbeit kostenfrei. Falls ausnahmsweise mehr gewünscht werden, so muß dies bei Rücksendung des ersten Korrekturbogens an die Druckerei auf dessen erster Seite bemerkt werden. Alle anderen, die Sonderabdrücke betreffenden Mitteilungen bittet man an die Verlagsbuchhandlung zu richten.

Mitglieder der Deutschen Physikalischen Gesellschaft können die Annalen zu einem **Vorzugspreis** beziehen.

Anderweitiger **Abdruck** der für die Annalen bestimmten Abhandlungen oder Übersetzung derselben innerhalb der gesetzlichen Schutzfrist ist nur mit Genehmigung der Redaktion und Verlagsbuchhandlung gestattet.

Die **Zeichnungen** sind in möglichst sorgfältiger Ausführung den Abhandlungen auf besonderen Blättern beizulegen (nicht in das Manuskript selbst einzuziehen). Da die Figuren fortan möglichst in den Text eingefügt werden sollen, ist die Stelle des Manuskriptes recht genau anzugeben, wo sie hingehören.

Zitate sind am Rande oder unten auf den Seiten des Manuskriptes (nicht in dem Text selbst) und zwar möglichst in der in den „Fortschritten der Physik“ üblichen Form mit Angabe des Namens und Vornamens, der Band-, Seiten- und Jahresszahl aufzuführen.



ANNALEN DER PHYSIK.

VIERTE FOLGE. BAND 79.

1. Interferenzuntersuchungen an Kanalstrahlen; von E. Rupp.

(Aus dem Radiologischen Institut der Universität Heidelberg.)¹⁾

Die elektromagnetische Theorie lehrt die Berechnung einer Dämpfungskonstanten des als linearen Oszillatoren im Atom schwingenden Elektrons vom Betrage

$$2\alpha = \frac{8\pi^2 e^3}{3mc\lambda^2} = 5,35 \cdot 10^7 \text{ sec}^{-1} \text{ für } H_a.$$

Danach fällt die Amplitude eines Wellenzuges von ihrem Anfangswert A_0 nach dem Gesetz $A = A_0 \cdot e^{-\alpha t}$ zeitlich ab. Der e -te Betrag der Anfangsamplitude wird nach einer bestimmten Zeit, der *Abklingzeit* $t = \frac{1}{\alpha}$ erreicht.

Für das Vorhandensein einer solchen Abklingzeit sprechen auch die Erscheinungen der Interferenz bei hohen Gangunterschieden. Nimmt man an, daß Interferenz nur möglich ist zwischen Wellenzügen, die von ein und demselben Atom ausgesandt werden und daß diese Wellenzüge das Atom mit Lichtgeschwindigkeit verlassen, so gehört zu einer spektroskopisch gemessenen Kohärenzlänge L eine Zeit $t' = \frac{L}{c}$, während der der Wellenzug L vom emittierenden Atom ausgesandt wurde. Im allgemeinen wird $t' < t$ sein, da die Interferenzfähigkeit einer Spektrallinie aus verschiedenen Gründen (Linienstruktur, Apparaturvollkommenheiten) vor Erreichen der Amplitude A_0/e erlischt. Die aus Interferenzbeobachtungen ermittelte Zeit t' kann daher als Mindestabklingzeit angesprochen werden. Die größten mit Sicherheit festgestellten Interferenzweglängen wurden von den Herren Gehrcke und Lummer²⁾ an der grünen Quecksilberlinie $546 m\mu$ beobachtet, nämlich 1200000 Wellenlängen entsprechend einem Wegunterschied

1) Heidelberger Habilitationsschrift.

2) E. Gehrcke u. O. Lummer, Verh. d. D. Phys. Ges. 4. S. 387. 1902.

der interferierenden Strahlen von 65 cm. Hierzu würde eine Mindestabklingzeit $t' = 2,2 \cdot 10^{-9}$ sec gehören. Aus obigem Wert der Dämpfungskonstanten 2α findet man eine etwa zehnmal größere Zeit, also ein möglicher Gangunterschied von über 6 m.

Auch die Vorstellung der Lichtquanten führt zur Annahme einer Abklingzeit. Das Lichtquant, aufgefaßt als kohärenter Wellenzug¹⁾, dessen einzelne Teile nur unter sich interferenzfähig sind, muß infolge seiner endlichen Energie eine endliche Länge besitzen, und da als Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Lichtquants wieder Lichtgeschwindigkeit anzunehmen ist, so bedarf das Atom einer gewissen Zeit zur Emission seines Lichtquants, eben einer Abklingzeit $t'' = \frac{L'}{c}$ (L' Länge des Lichtquants). Auf Grundlage dieser Anschauungen können Interferenzuntersuchungen also auch zur Feststellung einer Mindestabklingzeit und damit einer Mindestlichtquantlänge herangezogen werden.

Von der Atomkonstanten der Abklingzeit führt vorläufig keine Brücke zum Bohrschen Atommodell, was darin seinen Grund hat, daß das Atommodell über den Mechanismus des Emissionsvorganges keine Aussagen erlaubt. Vielmehr folgt anschauungsgemäß aus diesem Modell eine andere Konstante der Lichtemission, die *Verweilzeit*. Wird ein Elektron von einer Bahn a_1 auf eine energiereichere Bahn a_2 gehoben, so wird es eine bestimmte Zeit auf dieser äußeren Bahn „verweilen“, um dann wieder nach a_1 zurückzufallen. Diese statistisch festgelegte Zeit ist die Verweilzeit des Atoms im erregten Zustand.

Umfassende Untersuchungen dieser für die Lichtemission wichtigen Fragen verdanken wir Hrn. W. Wien.²⁾ Nach der von ihm eingeführten Methode zur Beobachtung der Lichtemission ungestört leuchtender Atome im Kanalstrahl kann aus der Intensitätsabnahme des abklingenden Kanalstrahllichtes eine Dämpfungskonstante 2α ermittelt werden, die mit der aus der elektromagnetischen Theorie für H_a errechneten Abklingungskonstanten zahlenmäßig übereinstimmt. Diese Kon-

1) P. Lenard, Über Äther u. Uräther, S. 26. 2. Aufl. Leipzig 1922.
2) W. Wien, Ann. d. Phys. 60. S. 597. 1919; 66. S. 229. 1921.

stante erwies sich als unabhängig von der Wellenlänge des emittierten Lichtes, ja sie ist dieselbe für alle untersuchten Linien des Wasserstoffs, Sauerstoffs, Stickstoffs und Heliums und für die Nebenserien des Quecksilbers.¹⁾ Nur die Hauptserienlinie 253 $\mu\mu$ hat eine kleinere Abklingungskonstante.

Ob der Wert dieser Abklingungskonstanten einer Verweilzeit oder einer Abklingzeit zuzuordnen ist, kann, wie die theoretischen Untersuchungen von W. Wien¹⁾ und G. Mie²⁾ zeigten, nicht entschieden werden.

In einer letzten Untersuchung hat Hr. W. Wien³⁾, ausgehend von der von ihm entwickelten Theorie der freien Weglängen im Kanalstrahl, Messungen durchgeführt, aus denen er schließt, daß entweder die Verweilzeit (bzw. Abklingzeit) gegenüber der Abklingzeit (bzw. Verweilzeit) vernachlässigbar klein ist und man daher zur Beschreibung der Lichtheission nur die Annahme einer Zeit zu machen hat.

Es schien wichtig, die Wiensche Methode des abklingenden Kanalstrahls mit Interferenzuntersuchungen zu verbinden. Diese Aufgabe stellt sich die vorliegende Arbeit, wobei aber auch noch das Leuchten im stationären Zustand des Kanalstrahls, das Umladeleuchten und dessen Übergang zum Abkingleuchten, zur Interferenzuntersuchung herangezogen wird. Die Arbeit gliedert sich daher in folgende Abschnitte:

1. Interferenzfähigkeit des Lichtes aus verschiedenen Teilen des Kanalstrahls.
2. Interferenzfähigkeit im Umladeleuchten in Abhängigkeit von Gasdruck und Geschwindigkeit der Kanalstrahlen.
3. Über die Wellenfläche des von Kanalstrahlen emittierten Lichtes.
4. Polarisationszustand des von Kanalstrahlen emittierten Lichtes.

Interferenzbeobachtungen an Kanalstrahlen liegen bisher nur in einem Fall vor. Hr. H. F. Hall⁴⁾ versuchte mit Hilfe eines Michelsonschen Interferometers bei subjektiver Beobachtung die von Stark gefundene Dopplerverschiebung der

1) W. Wien, Ann. d. Phys. 70. S. 1. 1923.

2) G. Mie, Ann. d. Phys. 66. S. 287. 1921.

3) W. Wien, Ann. d. Phys. 76. S. 109. 1925.

4) H. F. Hall, Astrophys. Journ. 25. S. 1. 1907.

Spektrallinien nachzumessen, kam jedoch zu keinem brauchbaren Ergebnis. Wichtig für unsere Beobachtungen erscheint die Mitteilung, daß er für die grüne Quecksilberlinie im Kanalstrahl Interferenzen bis 400000 Wellenlängen = 22 cm Gangunterschied finden konnte.

I. Versuchsanordnung.

a) Elektrischer Teil.

Die Vakuumröhre zur Erzeugung der Kanalstrahlen ist ähnlich der von mir früher verwendeten¹⁾ Anodenstrahlröhre. Eine schematische Darstellung davon gibt Fig. 1. *A* ist die seitlich eingeführte Anode. Die Kathode trägt vorn einen weiten Kanal, der nach dem Beobachtungsraum zu durch einen engen Spalt von der Länge 4 mm und der Tiefe 1 mm abgeschlossen ist. Die Spaltbreite *s* ist veränderlich (0,8—5 mm). Die Kathode ist zur Wasserkühlung mit einem Mantel aus Messingblech umgeben. Der Beobachtungsraum hat über ein Kühlrohr *M* Verbindung mit einem Manometer nach Gaede. Zur Evakuierung dieses Raumes wirkt unmittelbar am Kanalende bei *p* eine Gaedesche Diffusionspumpe aus Stahl. Die Verbindungsrohre zur Pumpe sind 3—4 cm weit, so daß die Pumpe ihre ganze Saugwirkung voll entfalten kann.

Zur Messung verwendet wurden Wasserstoff und Quecksilberkanalstrahlen. Sollen Wasserstoffkanalstrahlen erzeugt werden, so erfolgt die Gaszufuhr durch eine Kapillare unter der Anode. Quecksilberkanalstrahlen wurden dadurch hergestellt, daß die Anode die Form eines Näpfchens erhielt, das mit einem Quecksilbertropfen gefüllt war. Die auf die Anode auftreffenden Kathodenstrahlen erhitzten nach kurzer Betriebszeit dieses Näpfchen stark genug, um Quecksilber dauernd verdampfen zu lassen. Als „Füllgas“ fand Wasserstoff Anwendung. Der Erzeugungsraum und der Beobachtungsraum, ebenso der Pumpansatz zur Gaedepumpe hatten Kühlrohre, die mit flüssiger Luft gekühlt wurden.

Die Röhrenspannung lieferte:

1. Eine große Wommelsdorfsche Influenzmaschine. Zur Vermeidung von Erschütterungen, die die Interferenzbeobachtungen unmöglich gemacht hätten, wurde diese Maschine

1) E. Rupp, Ann. d. Phys. 73. S. 4. 1924.

etwa 15 m vom Arbeitsplatz entfernt aufgestellt. Der von ihr erzeugte Röhrenstrom betrug 1,5—2,5 Milliwb. Die Spannung wurde aus der Schlagweite einer unmittelbar an die Röhre angeschlossenen Funkenstrecke ermittelt. Die Kathode der

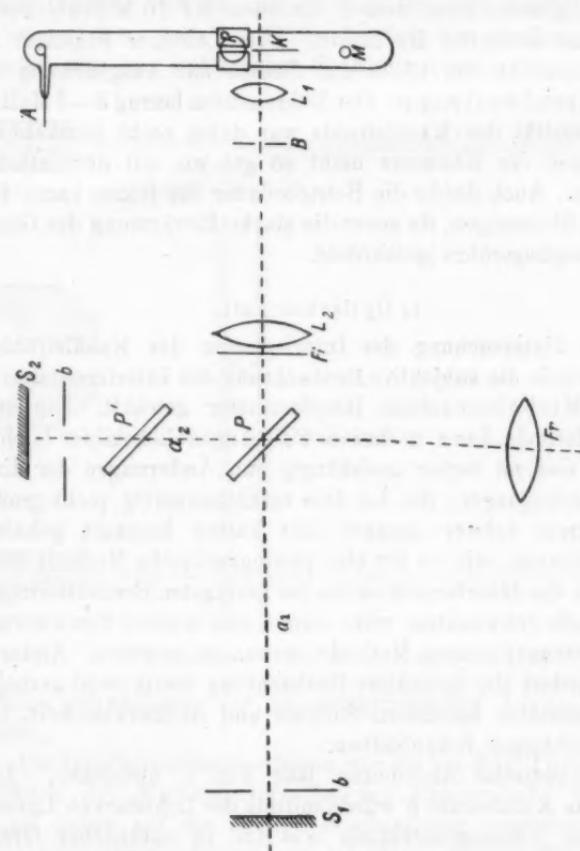


Fig. 1.

Röhre war stets geerdet. Der mit dieser Röhre erzeugte Kanalstrahl zeichnete sich durch große Konstanz und verhältnismäßig starke Lichtintensität aus.

2. Ein Transformator mit Wechselstromspeisung und Gleichrichtung. Die Wechselstrommaschine des Instituts gestattet bis 160 Perioden/Sek. bei veränderlicher Spannung ein-

zustellen. Diese für die Gleichrichtung günstigste Frequenz wurde meist verwendet, während die Spannung je nach der benötigten Sekundärspannung gewählt wurde. Ein als Transformator geschalteter Induktor lieferte die hohe Spannung für den Glühgleichrichter, dessen Emission bis 10 Milliwb. betrug und damit auch für die Röhre. Drei Leidener Flaschen mit einer Kapazität von 15000 cm dienten zur Ausgleichung der Spannungsschwankungen. Der Röhrenstrom betrug 5—7 Milliwb. Die Intensität des Kanalstrahls war dabei recht beträchtlich, jedoch war die Konstanz nicht so gut wie mit der Influenzmaschine. Auch durfte die Betriebsdauer der Röhre kaum fünf Minuten übersteigen, da sonst die starke Erwärmung des Glases die Erzeugungsröhre gefährdete.

b) Optischer Teil.

Zur Untersuchung der Interferenzen des Kanalstrahlenlichtes wurde die subjektive Beobachtung der Interferenzstreifen mittels Michelsonschem Interferometer gewählt. Die subjektive Methode kann in diesem Fall Augenblicksbilder leichter erfassen und ist ferner unabhängig von Änderungen der Entladungsbedingungen, die bei dem verhältnismäßig recht großen Röhrenstrom schwer längere Zeit hätten konstant gehalten werden können, wie es für eine photographische Methode nötig wäre. Da die Interferenzstreifen bei geringsten Erschütterungen schon stark schwankten, wäre damit eine weitere Erschwerung einer photographischen Methode verbunden gewesen. Andererseits erfordert die subjektive Beobachtung meist recht geringer Lichtintensitäten besondere Sorgfalt und Aufmerksamkeit, um von Täuschungen freizubleiben.

Die optische Anordnung läßt Fig. 1 übersehen. Der leuchtende Kanalstrahl K wurde mittels der lichtstarken Linse L ($f = 4$ cm, Öffnungsverhältnis $\sigma = 3,5$) in natürlicher Größe auf dem Spalt B abgebildet. Dieser Spalt war in Richtung der Kanalstrahlachse verschiebbar. Ferner war die Spaltweite, die senkrecht zum abgebildeten Kanalstrahl stand, veränderbar (vgl. Fig. 2). Eine zweite Linse L ($f = 40$ cm, $\sigma = 3$) war in Brennweite vom Spalt aufgestellt. Sie ließ also das durch den Spalt tretende Licht parallel auf die Platte P des Interferometers fallen. Vor diese Linse wurde ein Gelatinefilter ge-

schoben (Fig. 1 *F*), um aus dem Spektrum des Kanalstrahls die zu untersuchende Linie auszuwählen.

Zur Untersuchung kamen: die Linie H_{β} des Wasserstoffs; in diesem Falle wurde ein Grünfilter benutzt; und die grüne Quecksilberlinie $546 \text{ m}\mu$, wo ein Gelbfilter sich tauglich erwies. Es zeigte sich, daß die Filter hierbei die gleichen Dienste leisteten wie ein lichtstarker Spektralapparat, ohne eine er-

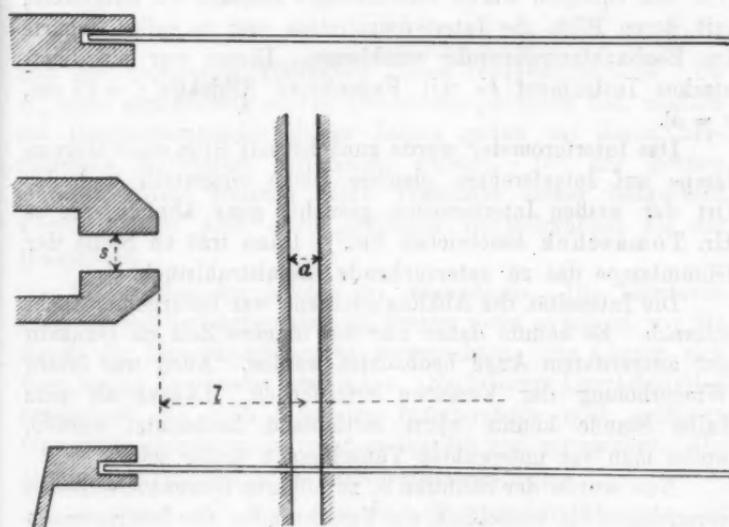


Fig. 2.

hebliche Schwächung der zu untersuchenden Linien hervorzurufen.

Die Interferometeranordnung war die von Hrn. Tomaschek anlässlich des Michelsonversuchs mit Fixternlicht benutzte. Es sei daher auf die dortige Beschreibung verwiesen.¹⁾ Die ganze Versuchsanordnung war in einem großen Zimmer im Keller des Radiologischen Instituts aufgestellt auf einer in das Mauerwerk eingelassenen großen Sandsteinplatte.

Der Spiegel S_2 stand in festem Abstand $a_2 = 30 \text{ cm}$ von der Verteilerplatte P , während der andere Spiegel S_1 auf einem mittels Schraubspindel verschiebbaren Schlitten befestigt war.

1) R. Tomaschek, Ann. d. Phys. 73. S. 105. 1924.

Der Abstand $P - S_1$ sei a_1 . Der Gangunterschied des interierenden Lichtes ist also $2(a_1 - a_2)$.

Die Schraubspindel ist auf einer Länge von 18 cm recht gleichmäßig, ihre Ganghöhe beträgt 1 mm. Für Gangunterschiede des Lichtes größer als 18 cm mußte der ganze Schlitten mit Unterlage in der Richtung a_1 verschoben und danach eine Neueinstellung des Interferometers vorgenommen werden. Vor den Spiegeln waren verschiebbare Blenden b aufgestellt, mit deren Hilfe die Interferenzstreifen erst in voller Schärfe im Beobachtungsfernrohr erschienen. Dieses war ein lichtstarkes Instrument Fe mit Fadenkreuz (Objektiv $f = 21$ cm, $o = 4$).

Das Interferometer wurde zunächst mit Hilfe einer Glimmlampe auf Interferenzen gleicher Dicke eingestellt und der Ort der weißen Interferenzen gesucht, ganz ähnlich wie es Hr. Tomaschek beschrieben hat.¹⁾ Dann trat an Stelle der Glimmlampe das zu untersuchende Kanalstrahlstück.

Die Intensität des Abklingleuchtens war naturgemäß recht schwach. Es konnte daher nur mit längere Zeit im Dunkeln gut ausgeruhtem Auge beobachtet werden. Auch war öftere Wiederholung der Versuche erforderlich. Länger als eine halbe Stunde konnte nicht fortlaufend beobachtet werden, wollte man vor unbewußten Täuschungen sicher sein.

Nun wurde der Schlitten S_1 zu höheren Gangunterschieden verschoben, bis schließlich ein Verschwinden der Interferenzen stattfand.

Bevor an die eigentlichen Messungen herangegangen werden konnte, mußten orientierende Untersuchungen über die verschiedenen Arten des Verschwindens der Interferenzstreifen durchgeführt werden.

II. Über das Verschwinden der Interferenzstreifen.

Ein Verschwinden der Interferenzstreifen tritt ein:

1. aus Gründen der Spektralstruktur der Linien;
2. aus apparativen Gründen.

Die Stellen, bei denen die Interferenzstreifen verschwinden, seien Nullstellen genannt.

1) a. a. O. S. 109.

Zu 1 gehören:

a) *Verschwinden von Spektrallinien infolge von Linienkomponenten.* Die Stellen dieses Verschwindens folgen einander periodisch und zwar verschwinden die Streifen für eine Dublettlinie, wie H_{β} , bei einem Dublettabstand $\delta\lambda$ und der Wellenlänge λ der stärkeren Komponenten jeweils bei einem Gangunterschied

$$l = \frac{\lambda^2}{2 \delta \lambda}$$

und bei ungeraden Vielfachen dieses Gangunterschieds. Da H_{β} nahe gleichmäßig starke Dublettkomponenten hat, mußten die Interferenzstreifen dieser Linien genau auf davon herührende Nullstellen untersucht werden. Bei der grünen Quecksilberlinie konnten keine Trabanten sicher festgestellt werden; diese sind auch erheblich lichtschwächer als die Hauptlinie.

b) *Verschwinden infolge der Linienbreite.* Die hierdurch auftretenden Nullstellen sind bei weitem nicht so scharf, wie die durch die Linienkomponenten verursachten. Sie können sich über einige Zentimeter erstrecken. Nach ihrem Durchschreiten erscheinen die noch folgenden Interferenzen noch größeren Gangunterschieds meist recht undeutlich und verwaschen. Die Breite der Spektrallinien kann verursacht sein:

a) *Durch die Wärmebewegung* (Temperatur) bedingte und stets vorhandene Linienbreite. Diese Breite b ist proportional

$$b \sim \sqrt{\frac{\theta}{m} \lambda \cdot 1}$$

θ absolute Temperatur, m Masse des Atoms. Sie ist also für H_{β} erheblich größer als für Hg 546 m μ .

b) *Durch elektrische Felder.*²⁾ Diese Art der Verbreiterung kommt für die Untersuchungen im kräftefreien Beobachtungsraum wie hier nicht in Betracht, es sei denn, daß die elektrischen Eigenfelder der Atome bereits sich gegenseitig beeinflussen.

1) A. A. Michelson, *Astrophys. Journ.* 2, S. 251. 1895.

2) E. Gehrcke, *Verh. d. D. Phys. Ges.* 6, S. 344. 1904.

y) Durch den bei der Bewegung leuchtender Atome auftretenden Dopplereffekt. Ist v die Geschwindigkeit der Kanalstrahlen, so beträgt die Linienverschiebung

$$\Delta \lambda = \frac{v \lambda}{c}.$$

Dieser Fall ist für unsere Zwecke sehr wichtig, da die Kanalstrahlen auch bei Beobachtung streng senkrecht zu ihrer Fortpflanzungsrichtung doch stets unter einem endlichen Gesichtswinkel erscheinen und diesem Winkel φ auch eine Geschwindigkeitskomponente des Strahls

$$v_1 = v \cdot \cos \varphi$$

entspricht. Blendet man mit Hilfe des Spaltes B ein 3 mm langes Stück des Kanalstrahls aus, so erscheint dieses Stück von der Linse L aus unter einem Winkel $\varphi = 20'$.

Ferner tritt infolge der *Diffusion der Kanalstrahlen* nach Verlassen des Spaltes s stets Dopplerverschiebung auf, die unter Umständen beträchtliche Dopplerkomponenten hervorrufen kann. Da die Zahl der seitlich diffundierenden leuchtenden Atome im Abklingleuchten aber stets gering bleibt, treten Nullstellen infolge solcher Dopplerkomponenten bei Beobachtungen während des Abklingleuchtens nicht auf. Andererseits liefert das Verschwinden der Interferenzen bei Anvisierung des Kanalstrahls unter einem bestimmten Winkel einen Weg zur Bestimmung der Kanalstrahlgeschwindigkeit v . Diese Methode fand in der vorliegenden Untersuchung auch Anwendung, wobei die Röhre um möglichst genau 45° zur Richtung a_1 geneigt wurde (vgl. S. 14).

c) Verschwinden der Interferenzen infolge der Geschwindigkeitsverteilung im Strahl. Da die im Kanalstrahl fliegenden Atome stets eine Geschwindigkeitsverteilung aufweisen, so treten infolge davon Dopplerkomponenten auf, die eine Verbreiterung der bei einheitlicher Geschwindigkeit vorhandenen Nullstellen hervorrufen können.

d) Verschwinden der Interferenzen infolge Zusammenstoße der leuchtenden Atome. Stößt ein lichtemittierendes Atom mit einem anderen Atom zusammen, so kann der Fall eintreten, daß infolge dieses Zusammenstoßes die *Lichtemission in ihrer Phase gestört* wird. Das Atom emittiert nach dem Zusammen-

stoß seinen Wellenzug in anderer Phase weiter, aber dieser Wellenzug ist jetzt nicht mehr interferenzfähig mit dem zuerst ausgesandten Wellenzug. Die mittlere freie Weglänge des Atoms bis zur Störung der Lichtemission wird im Abschnitt 2 einer besonderen Untersuchung unterzogen. Sie tritt nur im Umladeleuchten auf, beherrscht aber dort zusammen mit der Strahldiffusion alle Vorgänge der Interferenzfähigkeit.

2. Verschwinden der Interferenzen aus apparativen Gründen.

a) *Verschwinden infolge Plattenfehler.* Ist die Platte P nicht genau genug parallel und haben die Spiegel Unebenheiten, so erscheinen im Gesichtsfeld Nullstellen, die für die praktische Beobachtung daran erkannt werden können, daß sie nicht das ganze Gesichtsfeld bedecken. Durch geringe Verschiebung der Spiegel gegeneinander und dadurch hervorgerufene Änderung der Neigung der Interferenzstreifen, können sie verschwinden, um an anderer Stelle im Gesichtsfeld wieder zu erscheinen. Auf diese Weise kann man derartige Nullstellen von spektralen Nullstellen unterscheiden. Eine Ausmessung der Platten mit Na-Licht zeigte, daß nach 1200—1500 Wellenlängen einzelne solcher durch Plattenfehler bedingter Nullstellen aufraten.

b) *Verschwinden infolge Phasenungleichheiten der interferierenden Strahlen bei Einstellung auf Interferenzen gleicher Dicke.* Dieser Fehler würde sich bei Einstellung auf Interferenzen gleicher Neigung vermeiden lassen. Da aber der Spiegel S_1 verschiebbar angeordnet sein mußte, hätte die Schraubspindel des Spiegels, um streng parallele Verschiebung zu gewährleisten, eine Gleichmäßigkeit und Konstanz der Ganghöhe haben müssen, wie sie technisch kaum herstellbar ist. Phasenungleichheiten der interferierenden Strahlen treten bei um so höheren Gangunterschieden ein, je größer die Brennweite der Linse L und je besser das von ihr ausgehende Lichtbündel unter sich parallel ist. Damit kommen wir zu einem weiteren wichtigen Punkt des Verschwindens der Interferenzen.

c) *Verschwinden der Interferenzen infolge optischer Unvollkommenheiten.* Linsenfehler und Ungleichmäßigkeiten des Strahlenganges werden bei Interferenzen hohen Gangunterschiedes stets zutage treten, ja sie werden zusammen mit

der Phasenungleichheit der interferierenden Strahlen, eine einheitliche Spektrallinie vorausgesetzt, letzten Endes die Leistungsfähigkeit jedes Interferometers bestimmen. Das zeigte sich auch hier bei Untersuchung der grünen Quecksilberlinie, wie weiter unten ausgeführt.

III. Verschwinden der Interferenzen infolge der spektralen Linienstruktur. Größterreichte Interferenzweglänge.

Ehe an die eigentlichen Interferenzbeobachtungen herangegangen werden konnte, mußten einige Vorversuche erledigt werden zur Kenntnis der spektralen Nullstellen der zu untersuchenden Linien.

Zunächst sei die *größterreichte Interferenzweglänge einiger anderer Lichtquellen* erwähnt. Eine Glimmlichtlampe ohne Filter lieferte Interferenzen bis 3,4 cm Gangunterschied [Abstand $2(a_1 - a_2)$]. Eine Wasserstoffröhre, betrieben mit einer kleinen Influenzmaschine, gab Interferenzen bis 1,4 cm Gangunterschied (ohne Filter). Eine Quecksilberlampe (110 Volt) gab für die ausgetilterte¹⁾ grüne Quecksilberlinie Interferenzen bis 15 cm.

a) *Struktur von H_{β}* . Es wurden Wasserstoffkanalstrahlen in der beschriebenen Weise erzeugt und möglichst Abklingleuchten hergestellt. Der Druck im Beobachtungsraum war etwa 0,001 mm. Der Spalt B von 3 mm Weite ließ das unmittelbar aus dem Kanal (Kanalmaße 4 : 0,8 mm) austretende Licht in das Interferometer gelangen. Die Interferenzstreifen wiesen periodische Nullstellen auf, die in Tab. 1 verzeichnet sind.

Tabelle 1.

$2(a_1 - a_2)$	1,7	5,1	8,4	12	15,2 cm
----------------	-----	-----	-----	----	---------

Die Nullstelle bei 6 cm war besonders breit und verwaschen. Sie ist wohl verursacht infolge des Zusammentreffens von Nullstellen der Dublettstruktur wie der Breite der Linien. Über 7,6 cm Spiegelverschiebung hinaus waren keine Interferenzstreifen

1) Glasgelatinefilter von C. P. Goerz.

mehr zu beobachten, weder hier noch bei allen späteren Messungen mit der Linie H_{β} . Hier tritt wieder ein Gebiet von Nullstellen auf, die durch Dublettabstand und Linienbreite bedingt sind.

Berechnet man den Dublettabstand der Linie H_{β} aus obigen Gangunterschieden, so findet man im Mittel

$$\text{Dublettabstand von } H_{\beta} = 0,07 \text{ \AA}.$$

Da die Messungen des Dublettabstands hier nur aus praktischen Gründen ausgeführt wurden, um die größterreichte Interferenzweglänge bestimmen zu können, soll dieser Wert nicht kritisch mit anderen Messungen¹⁾ des Dublettabstands verglichen werden.

b) *Größterreichte Interferenzweglänge von Hg 546 m μ .* In derselben Weise wurden auch Nullstellen der grünen Quecksilberlinie gesucht. Es traten aber hierbei bei Vergrößerung des Spiegelabstandes ($a_1 - a_2$) nur Intensitätsschwankungen der Streifen auf, die nie zu wirklichem Verschwinden der Interferenzen führten. Da die Schwankungen der Streifenintensität für die Bestimmung der größterreichten Interferenzweglänge nicht von Bedeutung sind, fand eine genauere Ausmessung nicht statt. Es konnten Interferenzen bis 62 cm Gangunterschied in allen oft wiederholten Meßreihen erhalten werden. Darüber hinaus jedoch gelang es nie Interferenzstreifen zu beobachten. Es scheint, daß hiermit die maximale Leistungsfähigkeit der benutzten Apparatur erreicht war in bezug auf optische Vollkommenheit, zumal dieses Verschwinden der Interferenzen sich unabhängig erwies von der Strahlgeschwindigkeit, also nicht durch Dopplereffekt verursacht sein konnte.²⁾

Änderungen der optischen Anordnung, wie Auswechseln der Linsen, Umtauschen der Platte P mit P' , Änderungen im Strahlengang durch Verschieben der Blenden $b b$ führten zu einer Verkürzung der Interferenzweglänge, die dann meist zwischen 50 und 60 cm lag.

1) Vgl. E. Gehrcke, Ann. d. Phys. **65**, S. 564. 1921; G. M. Shrum, Proc. Roy. Soc. London **105**, S. 259. 1924; E. Gehrcke u. E. Lau, Ann. d. Phys. **74**, S. 574. 1924.

2) Vgl. auch Abschnitt 1 über Abhängigkeit der Interferenzen von der Kanalbreite.

Die größterreichte Interferenzweglänge betrug also

$$\begin{array}{ll} \text{für } H_{\beta} & 15,2 \text{ cm} \\ \text{für Hg } 546 \text{ m}\mu & 62 \text{ cm.} \end{array}$$

Der letztere Wert fällt nahe zusammen mit dem von Gehrcke und Lummer gefundenen Wert von 65 cm, der wohl dort auch durch Apparaturvollkommenheiten bedingt ist.

IV. Messung der Kanalstrahlgeschwindigkeit.

Wie bereits erwähnt, erfolgte die Messung der Strahlgeschwindigkeit durch Beobachtung der Nullstellen, die infolge Dopplerverschiebung des unter 45° zur Richtung a_1 anlaufenden Kanalstrahls auftreten gegenüber der ruhenden Intensität, die durch Weglassen der Kühlung verstärkt wurde. Es wurde dabei immer auf die Mitte der Nullstellen eingestellt, so daß die Angaben mittleren Strahlgeschwindigkeiten entsprechen.

Je nachdem ob die Röhre mit Influenzmaschine oder mit Transformator und Gleichrichtung betrieben wurde, zeigten sich Unterschiede der Geschwindigkeit bei gleicher Spannung, und zwar war die Strahlgeschwindigkeit bei Transformatorbetrieb stets geringer wie bei Betrieb mit der Influenzmaschine, wie die folgenden Versuche beweisen. Die Meßbedingungen sind dieselben wie im vorigen Abschnitt. Druck im Beobachtungsraum 0,001 mm Hg. Tab. 2 zeigt die Abhängigkeit der Strahlgeschwindigkeit der Linie H_{β} von der Röhrenspannung, letztere gemessen mittels Funkenstrecke (Kugelradius 1 cm).

Tabelle 2.

H_{β} . Transformator mit Gleichrichtung.						
Spannung Volt . . .	3600	8000	16000	30000		
Geschw. 10^{-7} cm/sec	3,4	4,8	4,9	5,1		
H_{β} . Influenzmaschine.						
Spannung Volt . . .	2000	6000	8000	10000	16000	30000
Geschw. 10^{-7} cm/sec	3,8	5,8	8,2	8,5	8,8	9,2

Die Unterschiede der Strahlgeschwindigkeit bei Transformatorbetrieb gegenüber denen bei Influenzmaschinenbetrieb sind recht beträchtlich, sie verhalten sich bei 30000 Volt fast wie 1:2. Diese Erscheinung hat in den Spannungsschwankungen bei Transformatorenbetrieb, die auch bei zu-

geschalteter Kapazität noch nicht verschwinden, ihren hauptsächlichen Grund, so daß bei dieser Betriebsart die im Kanalstrahl fliegenden Atome im Erzeugungsraum auf einer kürzeren Wegstrecke beschleunigt werden als bei dem Betrieb mit der Gleichspannung der Influenzmaschine.

Die Abhängigkeit der Strahlgeschwindigkeit von der angelegten Spannung für die grüne Quecksilberlinie zeigt Tab. 3. Meßbedingungen wie oben; es wurde stets nur die Influenzmaschine benutzt.

Tabelle 3.

Hg 546 m μ . Influenzmaschine.

Spannung Volt	2000	8000	10000	16000	30000
Geschw. 10 ⁻⁷ cm/sec	0,58	0,72	0,80	1,25	1,75

Diese Geschwindigkeiten sind entsprechend der größeren Masse des Quecksilberatoms beträchtlich geringer als die der Wasserstoffatome. Während jedoch die Geschwindigkeit der im Lichte der Linie H_{β} leuchtenden Wasserstoffatome mit wachsender Spannung immer langsamer ansteigt, folgt die Geschwindigkeit der Quecksilberkanalstrahlen weit besser der Energiegleichung $eV = \frac{mv^2}{2}$. Über ein solches Verhalten der Quecksilberkanalstrahlen berichtet auch bereits Hr. W. Wien.¹⁾

1. Über die Interferenzfähigkeit
des aus verschiedenen Teilen des abklingenden Kanalstrahls
kommenden Lichtes.

Während bei den bisherigen Versuchen der Spalt a (Fig. 2) sich unmittelbar am Kanalende befand, die Spaltverschiebung l also 0 war, soll jetzt die Interferenzfähigkeit des Lichtes aus verschiedenen Teilen längs des Kanalstrahls untersucht werden, wobei diese Ausschnitte aus dem Kanalstrahl durch Verschieben des Spaltes a um die Länge l eingestellt werden. Die Anordnung ist dieselbe wie in Fig. 1, nur ist jetzt die Blende B , die den Spalt a trägt, in Richtung des Kanalstrahls meßbar verschiebbar (vgl. Fig. 2).

Ursprünglich war beabsichtigt, mittels zweier verschiebbarer Spalte das Licht aus verschiedenen Teilen des abklingenden Kanalstrahls zur Interferenz zu bringen, was un-

1) W. Wien, Ann. d. Phys. 73. S. 491. 1924.

mittelbare Aussagen über Vorhandensein und Größe einer Abklingzeit gestattet hätte. Mit einer solchen Versuchsanordnung kommen jedoch Interferenzen infolge der Geschwindigkeitsverteilung und der Diffusion des Strahls, wenn überhaupt, nur äußerst verschwommen zustande. Über die Beziehungen der schließlich benutzten Anordnung mit *einem* verschiebbaren Spalt zur Abklingzeit siehe S. 12.

Es konnte sowohl die Spaltweite a wie die Kanalbreite s variiert werden. Eine Vergrößerung der Spaltweite a bewirkt, daß der Kanalstrahl unter einem größeren Gesichtswinkel erscheint, so daß Dopplerkomponenten $v \cdot \cos \varphi$ (vgl. S. 10) die Interferenzfähigkeit verringern. Vergrößert man die Spaltbreite s , so wird der Strahl diffuser, was wieder Verschwinden von Interferenzstreifen zur Folge hat, außerdem geht bei zunehmender Kanalbreite das Leuchten des Kanalstrahls allmählich vom Abkingleuchten in Umladeleuchten über.

Untersucht wurden wieder H_{β} des Wasserstoffs und Hg 546 m μ . Als Stromquelle diente die Influenzmaschine. Die Ergebnisse sind in den folgenden Tabl. 4 und 5 zusammengestellt und in den Kurven Fig. 3 veranschaulicht. Die Kanaldimensionen waren: Tiefe 2 mm, Länge 4 mm, Kanalbreite s veränderbar, wie in den Tabellen und bei den Kurven jeweils angegeben; v ist Strahlgeschwindigkeit; a ist Spaltweite, veränderbar; l ist die jeweilige Verschiebung der Spaltmitte von a vom Ende des Kanals (vgl. Fig. 2); L ist der Abstand, $2(a_1 - a_2)$ der Spiegel des Interferometers, also die Kohärenzlänge des Lichtes. Diese Kohärenzlänge ist zusammen mit der Spaltverschiebung l in Fig. 3 eingetragen.

Tabelle 4.
Hg 546 m μ . Druck 0,001 mm Hg.

s mm	v cm/sec	a mm	l cm	L cm	l cm	L cm	l cm	L cm
0,8	$2,0 \cdot 10^7$	2	0,2	62	0,4	62	0,6	28
0,8		5		62		28		28
1,2		2		62		28		28
2,0		2		62		62		30
2,0		5		82		28		28
0,8	$1,05 \cdot 10^7$	2	0,2	62	0,4	28	0,6	28
0,8		5		96		28		28

Zur Erläuterung der Tab. 4 und der Kurven für die Quecksilberlinie $546 \text{ m}\mu$ sei vorgeschickt, daß die Kohärenz-

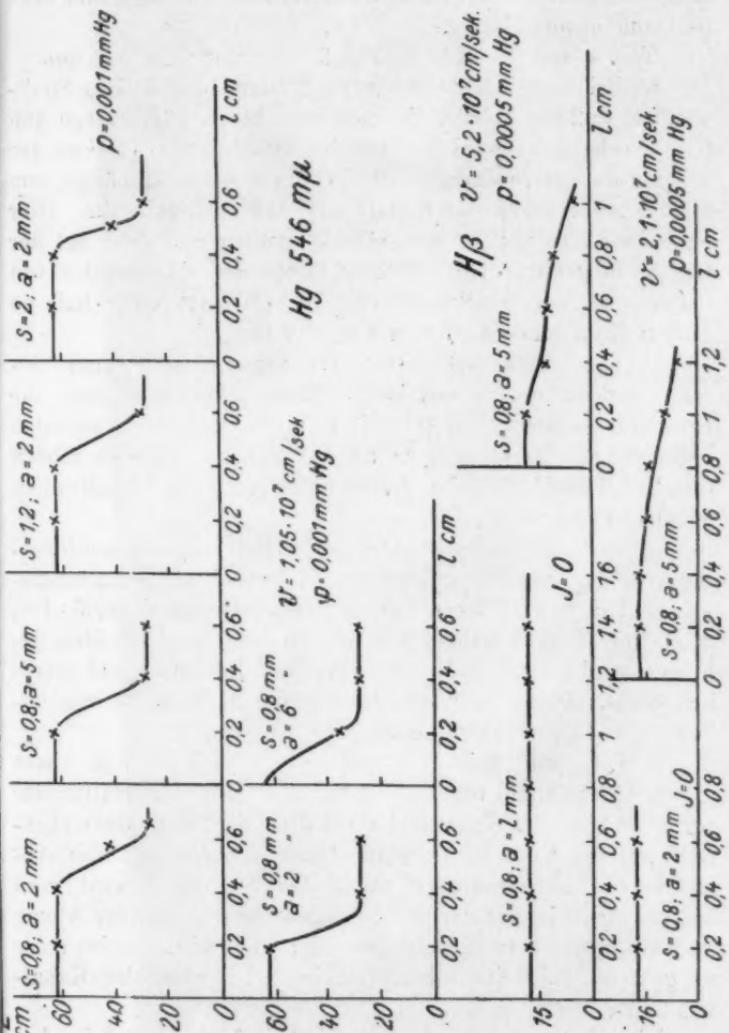


Fig. 3.

länge 62 cm die längste, in vorliegender Untersuchung erreichte darstellt (größterreichte Interferenzweglänge vgl. oben), während

der Gangunterschied von 28 cm als Kohärenzlänge des Quecksilberlichtes im Umladeleuchten gefunden wurde und dementsprechend auch bei Gasdrucken im Beobachtungsraum über 0,01 mm unverändert gleich blieb.

Tab. 4 und die Kurven Fig. 3 lehren für Hg 546 m μ .

a) Bei kleiner Kanalbreite s (< 2 mm) und kleiner Spaltweite a ($= 2$ mm) bleibt die größterreichte Kohärenzlänge von 62 cm erhalten sowohl für die Geschwindigkeit $2 \cdot 10^7$ cm/sec wie für die Geschwindigkeit $1,05 \cdot 10^7$ cm/sec, unabhängig von kleinen Änderungen der Kanalbreite und der Spaltweite. Hier haben wir also ungestörtes Abklingleuchten und zwar bei der Geschwindigkeit $2 \cdot 10^7$ auf einer Länge des Kanalstrahls von 0,4 cm, bei der Geschwindigkeit $1,05 \cdot 10^7$ auf einer halb so großen Kanalstrahlänge von etwa 0,2 cm.

b) Eine Einwirkung von Dopplerkomponenten der Geschwindigkeit, die ja bei der größeren Geschwindigkeit die Interferenzstreifen bereits bei kleineren Gangunterschieden verschwinden lassen müßten als bei der nur halb so großen Geschwindigkeit, liegt bei diesen Kanalbreiten und Spaltweiten offenbar nicht vor.

c) Das Leuchten der Quecksilberlinie im Beobachtungsraum in Entfernungn größer als 0,4 cm bei der Geschwindigkeit $2 \cdot 10^7$, bzw. 0,2 cm bei der Geschwindigkeit $1,05 \cdot 10^7$, zeigt eine Kohärenzlänge, wie sie für das Umladeleuchten gefunden wird, es ist zudem von geringer Intensität und merklich diffus. Dieses Leuchten mag in der Hauptsache von unbewegten Atomen herrühren.

d) Vergrößert man die Spaltweite a ($= 5$ mm), so bleibt die Kohärenzlänge von 62 cm nur auf etwa der Hälfte der vorigen Länge des Kanalstrahls erhalten und sinkt dann ebenfalls auf die Kohärenzlänge im Umladeleuchten. Diese Abnahme der Kohärenzlänge bei großer Spaltweite wird wohl hauptsächlich infolge der Geschwindigkeitsverteilung der Atome im Kanalstrahl hervorgerufen werden; auch wird die bei einer so großen Spaltweite schon merkliche Diffusion des Kanalstrahls mitspielen.

Die Meßergebnisse für H_{β} sind in Tab. 5 und in den unteren Kurven der Fig. 3 niedergelegt. Die Bezeichnungen sind dieselben geblieben wie bei Hg 546 m μ . Strich — be-

deutet, die Messung war infolge zu geringer Lichtintensität nicht mehr durchzuführen (Abnahme der Strahlintensität mit dem Abstand l vom Kanalende).

Tabelle 5.
H. Druck 0,0005 mm Hg.

s mm	v cm/sec	a mm	l em	L cm						
0,8	$5,2 \cdot 10^7$	2	0,2—0,4	15,5	0,6—0,8	15,5	1,0—1,4	15,5	1,6	—
0,8	—	5	0,2	15,5	0,4—0,6	14	0,8	8,8	1,0	5,5
0,8	$2,1 \cdot 10^7$	2	0,2—0,4	15,5	0,4—0,6	15,5	0,6	—	0,8	—
0,8	—	5	0,2—0,4	15,5	0,6—0,8	18,5	1,0	8,2	1,2	6,4

Tab. 5 und die zugehörigen Kurven lehren für H_β :

a) Bei kleiner Kanalbreite und kleiner Spaltweite bleibt die größterreichte Kohärenzlänge von 15,5 cm sowohl für die Geschwindigkeit $5,2 \cdot 10^7$ cm/sec wie für die Geschwindigkeit $2,1 \cdot 10^7$ cm/sec erhalten und zwar bei der Geschwindigkeit $5,7 \cdot 10^7$ cm/sec auf einer Länge des abklingenden Kanalstrahls von 1,4 cm, bei der Geschwindigkeit $2,1 \cdot 10^7$ cm/sec auf einer Kanalstrahlänge von 0,6 cm. Für noch größere Spaltverschiebungen l als 1,4 bzw. 0,6 cm wird die Intensität des Kanalstrahls zu schwach, um noch Beobachtungen machen zu können.

b) Eine Einwirkung der Dopplerkomponenten der Strahlgeschwindigkeit auf die Interferenzfähigkeit ist bei diesen Kanalbreiten und Spaltweiten nicht vorhanden.

c) Erst bei der größeren Spaltweite von 5 mm macht sich der Einfluß der Geschwindigkeitsverteilung und der Diffusion der Kanalstrahlatome, also ein Dopplereffekt, bemerkbar in einer allmäßlichen Abnahme der Interferenzweglängen.

Wurde mittels vorgesetzter Netze das Licht des Kanalstrahls auf die Hälfte, in einigen Fällen auf ein Viertel geschwächt, so blieb die Interferenzweglänge sowohl für die Quecksilberlinie wie für H_β unabhängig von der Schwächung erhalten, bis schließlich die Intensität zu schwach wurde und damit die Interferenzstreifen verschwanden, unabhängig von dem gerade eingestellten Spiegelabstand des Interferometers.

Wir können die experimentellen Ergebnissen dieses Abschnitts zusammenfassen in:

Die Länge l des Kanalstrahls, während der die größterreichte Interferenzweglänge konstant bleibt, ist bei Abklingleuchten nur Funktion der Geschwindigkeit der Kanalstrahlatome und zwar ist diese Länge nahe umgekehrt proportional der Kanalstrahlgeschwindigkeit. Das Verhältnis l/v beträgt

$$\text{für Hg } 546 \text{ m}\mu \quad 0,4/2 \cdot 10^7 \sim 0,2/1,05 \cdot 10^7 = 2 \cdot 10^{-8} \text{ sec},$$

$$\text{für } H_s \quad 1,4/5,2 \cdot 10^7 \sim 0,6/2,1 \cdot 10^7 = 2,8 \cdot 10^{-8} \text{ sec}.$$

Das Erhaltenbleiben der größterreichten Interferenzweglänge auf einer längeren Wegstrecke hinter dem Kanal beweist, daß im Abklingleuchten Störungen des Leuchtens nicht in merkbarem Maße auftreten, denn jede solche Störung müßte die Interferenzfähigkeit vermindern. Die Versuche Hrn. W. Wiens über die Intensitätsabnahme des abklingenden Kanalstrahls, für die bisher nicht unmittelbar nachgewiesen war, ob nicht die gerade im Kanalspalt auftretende starke Molekülströmung aus dem Erzeugungsraum in den Beobachtungsraum die Lichtemission stören könnte, müssen also tatsächlich geeignet sein, Aussagen über das Leuchten des einzelnen Atoms zu gestatten.

Über Abklingzeit und Verweilzeit.

Es soll nun versucht werden, auf Grund der Ergebnisse des vorigen Abschnitts zu Aussagen über Verweilzeit und Abklingzeit zu kommen.

Verweilzeit bedeute, wie bereits S. 1 hervorgehoben, die mittlere Zeit, während welcher eine Lichtemission erregende Energiemenge innerhalb des Atoms aufgespeichert bleibt, gerechnet von der Aufnahme der Energie bis zum Eintritt der Lichtemission. In der Lichtemission und damit in der Interferenzfähigkeit kann die Verweilzeit nicht unmittelbar zum Ausdruck kommen.

Wird das Atom während der Verweilzeit gestört, so findet keine Lichtemission statt. Wohl aber kann die potentielle Energie des Elektrons übergehen in Bewegungsenergie des Atoms entsprechend der Gleichung $\hbar v = \frac{mv^2}{2}$, wo \hbar die dem Atom bei der Erregung zugeführte Energie bezeichne, die im Fall der Nichtstörung zur Emission eines Lichtquants der Energie $\hbar v$ geführt hätte.

Abklingzeit bedeute diejenige Zeit, während der das erregte Atom einen Ätherwellenzug der Frequenz ν und der Energie $h\nu$ aussendet. Die Geschwindigkeit, mit der dieser Wellenzug das Atom verläßt, sei die Lichtgeschwindigkeit c .

Eine Störung des Atoms während der Abklingzeit bewirkt entweder, daß die Lichtemission des Atoms sofort erlischt oder, was wahrscheinlicher ist, daß das Lichtquant in seiner Schwingungsphase gestört wird, also kein Aussetzen der Lichtemission des Atoms, sondern Emission in veränderter Phase. Beide Fälle bewirken ein Verschwinden der Interferenzen. Der erste Fall jedoch hat eine Gesamtverminderung der Lichtintensität zur Folge, während bei Phasenwechsel die Gesamtintensität des Lichtes erhalten bleibt, die interferenzfähige Intensität jedoch abgenommen hat. Eine solche Störung der Interferenzfähigkeit durch Phasenänderung der Schwingung des Wellenzugs untersucht eingehend der nächste Abschnitt.

Ferner gelte:

*Interferenz ist nur möglich zwischen Lichtquantenstücken, die von ein und demselben Atom ausgesandt werden.*¹⁾

Danach ergibt also eine Interferenzweglänge L eine Abklingzeit $t' = \frac{L}{c}$. Interferenzbeobachtungen gestatten also unmittelbar Aussagen über die Abklingzeit des Atoms. Die in Abschnitt III festgestellten größterreichenden Interferenzweglängen würden danach die Minimalkohärenzlängen des Lichtquants für H_{β} und Hg 546 m μ angeben; aus ihnen berechnet sich eine Minimalabklingzeit

$$\begin{aligned} \text{für } Hg \text{ 546 m}\mu & \quad 2 \cdot 10^{-9} \text{ sec,} \\ \text{für } H_{\beta} & \quad 0,5 \cdot 10^{-9} \text{ sec.} \end{aligned}$$

1) Diese Anschauung müßte ungültig werden im Falle von *Lichtquantkoppelungen*. Als solche Koppelungen sind zu unterscheiden: Lichtquantkoppelungen der Länge des Lichtquantenwellenzuges nach und Lichtquantkoppelungen der Breite der Lichtquanten nach. Für das Auftreten von Lichtquantkoppelungen der Breite nach sprechen Versuche Hrn. E. Schrödingers (Ann. d. Phys. 61, S. 69. 1920). Für den Fall von Lichtquantkoppelungen der Länge nach, der in vorliegender Untersuchung allein in Betracht käme, liegen bisher keine experimentellen Anzeichen vor.

Aus dieser Auffassung der Interferenzfähigkeit des Lichtes als nur möglich zwischen Lichtquantstücken ein und desselben Atoms ergäbe sich demnach das *Vorhandensein und die Mindestgröße einer Abklingzeit*. Auf eine Verweilzeit jedoch können aus der Kohärenzlänge des Lichtes keine Schlüsse gezogen werden.

Unser voriges, in den Kurven Fig. 3 niedergelegtes Ergebnis, daß im Abkingleuchten die Kohärenzlänge des Lichtes auf einer längeren Strecke l des Kanalstrahls gleich ist der größterreichten Interferenzweglänge und daß die Weglänge l dividiert durch die Strahlgeschwindigkeit v auf eine von der Geschwindigkeit unabhängige Konstante führt von der Dimension einer Zeit, kann unmittelbar mit den Ergebnissen Hrn. Wiens über die Intensitätsabnahme des abklingenden Kanalstrahls verglichen werden. Die von Hrn. Wien gefundene Intensitätsabnahme kann sowohl durch Wirkung einer Abklingzeit wie einer Verweilzeit erklärt werden. Ebenso kann unser Resultat, das Erhaltenbleiben der größterreichten Interferenzweglänge im Abkingleuchten auf einer größeren Wegstrecke hinter dem Kanal, in der genau gleichen Weise zustande kommen infolge Wirkung einer Abklingzeit wie infolge einer Verweilzeit, ohne daß eine Entscheidung möglich ist. Die Konstante

$$\frac{l}{v} = 2 \cdot 10^{-8} \text{ sec für Hg } 546 \text{ m}\mu,$$

$$\text{und } = 2,8 \cdot 10^{-8} \text{ sec für } H_{\beta}$$

kann also sowohl als Verweilzeit wie als Abklingzeit aufgefaßt werden. Nach Art ihrer Entstehung muß sie als eine Mindest-(Abkling- bzw. Verweil-) Zeit angesehen werden.

Auf Grund unserer Annahme über das Zustandekommen der Interferenzen ist nun die gefundene Kohärenzlänge von 62 cm für Hg 546 m μ und von 15,5 cm für H_{β} auf eine Abklingzeit zurückzuführen. Unsere beiden Ergebnisse: Der Wert der größterreichten Interferenzweglänge wie deren Erhaltenbleiben auf einer längeren Kanalstrahlstrecke im Abkingleuchten, lassen sich also durch die Annahme nur einer Zeit erklären, eben der Abklingzeit. Ein Schluß auf eine besondere Verweilzeit kann aus diesen Beobachtungen nicht gezogen werden, ohne daß jedoch eine Entscheidung gegen das gleichzeitige Bestehen zweier Zeiten möglich wäre.

Zur Annahme nur einer Zeit kommt Hr. Wien¹⁾ in einer seiner letzten Untersuchungen, wobei sich aber nicht entscheiden läßt, welche Zeit nun wirklich vorliegt.

Der reziproke Wert der von Hrn. Wien gefundenen Abklingkonstante, im Mittel $5 \cdot 10^7 \text{ sec}^{-1}$ für die Wasserstofflinien und die Nebenserienlinien des Quecksilbers, gäbe also diese Zeit an; er beträgt

$$2 \cdot 10^{-8} \text{ sec}$$

und steht damit in bemerkenswerter Übereinstimmung mit den hier auf ganz andere Weise erhaltenen Mindestwerten von

$$2 \cdot 10^{-8} \text{ sec für } \text{Hg } 546 \text{ m}\mu \text{ und } 2,8 \cdot 10^{-8} \text{ sec für } H_{\beta}.$$

Die Annahmen einer besonderen Verweilzeit und Abklingzeit gehen zurück auf Vorstellungen des Atommodells. Das von Hrn. Wien und auch hier gefundene Ergebnis, daß aus den experimentellen Befunden kein Anlaß vorliegt zur Annahme zweier verschiedener Zeiten, würde also eine Änderung der im Atommodell ausgebildeten Vorstellungen verlangen. Eine solche Änderung hat die Theorie der Lichtemission von Bohr, Kramers und Slater²⁾, wonach Aussendung der Ätherwelle und Kreisen des Elektrons auf der äußeren Bahn gleichzeitige Vorgänge seien, bereits durchzuführen versucht. Allerdings scheint diese Theorie auch zu Widersprüchen mit der Erfahrung zu führen³⁾, so daß sie hier nicht weiter herangezogen werden soll.

2. Interferenzfähigkeit des Umladeleuchtens.

Um Erfahrung zu gewinnen über die Interferenzfähigkeit beim Übergang vom Abklingleuchten zum Umladeleuchten, wurde die Abhängigkeit der Interferenzweglänge unmittelbar am Kanalende als Funktion des Gasdrucks im Beobachtungsraum und der Strahlgeschwindigkeit näher untersucht. Bei Erhöhung des Gasdrucks tritt Störung der Interferenzfähigkeit ein, die hauptsächlich durch die Zusammenstöße der leuchten-

1) W. Wien, Ann. d. Phys. 76, S. 109. 1925.

2) N. Bohr, H. A. Kramers u. J. C. Slater, Ztschr. f. Phys. 24, S. 69. 1924.

3) W. Bothe u. H. Geiger, Ztschr. f. Phys. 32, 639. 1925.

den Atome mit anderen Atomen verursacht wird. Wie S. 10 ausgeführt, verschwinden hierbei die Interferenzen infolge Phasenänderung des emittierten Wellenzugs.

Die Ermittlung der Kohärenzlänge L gestattet die *mittlere freie Weglänge l des leuchtenden Atoms bis zur Störung der Lichtemission* zu bestimmen, wenn von der Diffusion des Kanalstrahls abgesehen wird, was wohl bei Beobachtungen unmittelbar am Kanalende bei kleinen Kanalbreiten und Spaltweiten erlaubt ist. Ist v die Kanalstrahlgeschwindigkeit und c die Lichtgeschwindigkeit, so gilt die Beziehung

$$l = L \frac{v}{c}.$$

Diese freie Weglänge l wird kleiner sein als die von Hrn. Wien eingeführte freie Weglänge der Störung der Abklingzeit λ_1 , da dort angenommen ist, daß die Lichtemission nach Durchlaufen von λ_1 unterbrochen wird, während hier die Störung nur zu einem *Phasenwechsel des emittierten Wellenzuges* führt.

Die Versuchsanordnung bei all diesen Versuchen war folgende: (Figg. 1 u. 2) Kanalbreite $s = 2$ mm; Spalt $a = 2$ mm, fest aufgestellt am Kanalende ($l = 0$). Spannungsquelle Induktor mit gleichgerichtetem Wechselstrom (vgl. S. 5). Zur Untersuchung kam nur die Wasserstofflinie H_{β} .

Die Kohärenzlänge blieb unverändert, wenn das Licht des Kanalstrahls um 20 Proz. geschwächt wurde, es liegt kein Verschwinden der Interferenzen infolge Intensitätsmangels vor.

Die erhaltenen Zahlenwerte gibt Tab. 5. Hierin bedeutet p Gasdruck im Beobachtungsraum, v Strahlgeschwindigkeit ermittelt aus dem Dopplereffekt, L die Kohärenzlänge $= 2(a_1 - a_2)$, l die mittlere freie Weglänge des leuchtenden Atoms bis zur Störung der Lichtemission (infolge Phasenänderung des Wellenzugs), l_k die aus der gaskinetischen Theorie berechnete freie Weglänge als Vergleich zu l . Einklammerung bedeutet: Das Verschwinden der Interferenzen infolge Störung der Lichtemission fällt zusammen mit dem Verschwinden infolge der Linienstruktur, kann also nicht sicher festgestellt werden.

Tabelle 5.

p mm	L cm				l mm				l_k cm	
	$v \cdot 10^{-7} = 3,2$	4,5	6,5	8,2	$v \cdot 10^{-7} = 3,2$	4,5	6,5	8,2		
0,0002	—	(15,5)	(15,5)	(15,5)	—	—	—	—	80	
0,0008	—	(15,5)	(15,5)	(15,5)	—	—	—	—	20	
0,001	(15,5)	(15,5)	(15,5)	(15,5)	—	—	—	—	16	Abkling-leuchten
0,006	14,5	(15,5)	(15,5)	(15,5)	1,5	—	—	—	2,7	
0,008	10,5	10,8	10,8	12,6	1,1	1,7	2,3	3,9	2,0	Umlade-leuchten
0,01	7,6	(8,4)	7,6	6,9	0,8	1,2	1,9	1,6	1,6	
0,02	4,2	4,0	3,8	2,7	0,5	0,6	0,8	0,8	0,8	
0,04	2,8	2,5	2,5	2,5	0,3	0,3	0,4	0,4	0,4	
0,06	2,3	2,5	2,5	—	0,2	0,3	—	—	0,27	Starke
0,1	2,3	2,5	—	—	0,2	0,2	—	—	0,16	ruhende Intensität

Die Ergebnisse sind in Figg. 4, 5 und 6 aufgenommen. Die gestrichelten Kurven verbinden die unsicheren eingeklammerten Zahlen. Fig. 4 enthält die Kohärenzlängen als Funktion der

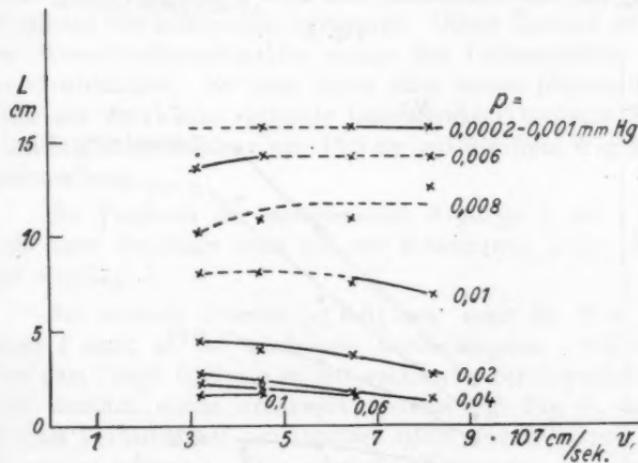


Fig. 4.

Strahlgeschwindigkeit; Parameter ist der Gasdruck. In Fig. 5 ist die errechnete mittlere freie Weglänge des leuchtenden Atoms bis zur Störung der Lichtemission eingetragen in Abhängigkeit vom Gasdruck im Beobachtungsraum, Parameter ist die Strahlgeschwindigkeit, während Fig. 6 diese Weglängen

als Funktion der Strahlgeschwindigkeit v zeigt mit dem Gasdruck als Parameter.

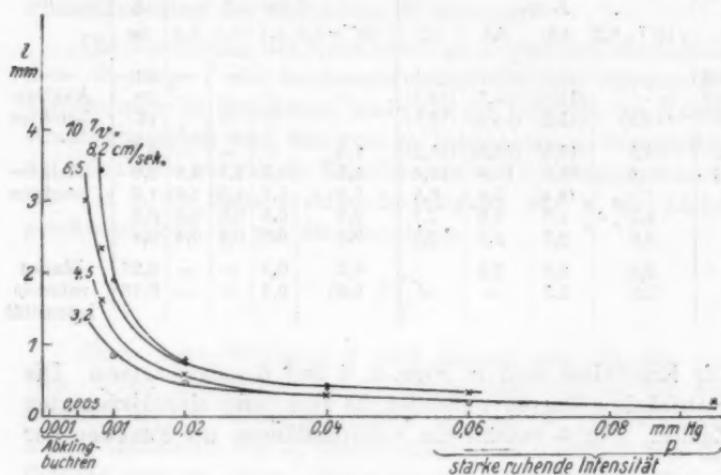


Fig. 5.

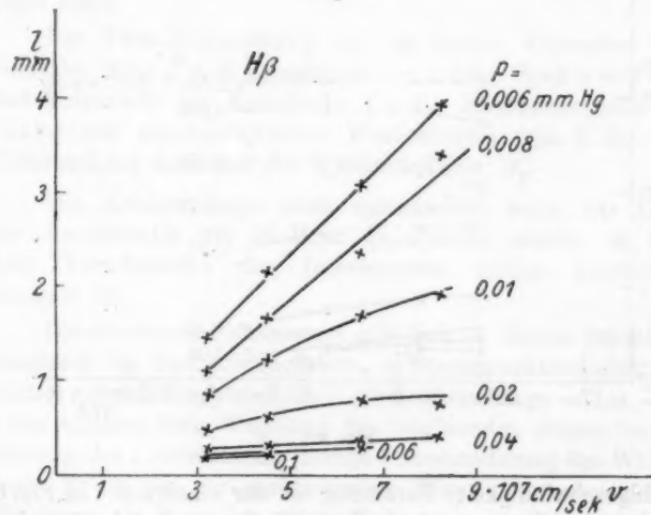


Fig. 6.

Tab. 5 und die Figg. 4—6 lassen ersehen:

Bei hohem Gasdruck im Beobachtungsraum sind die Zentren des Leuchtens hauptsächlich die ruhenden Atome, die von den

aus dem Kanal eintretenden Atomen und Molekülen durch Nähewirkung zur Lichtemission angeregt werden. Dieses Gebiet der starken ruhenden Intensität reicht bis etwa 0,06 mm Hg. Die *Kohärenzlänge* hat hier *ihre geringsten Werte* und dementsprechend ist die freie Weglänge l auch sehr gering und kaum abhängig von der Strahlgeschwindigkeit.

Wird nun der *Gasdruck vermindert*, so steigt die Kohärenzlänge L erst langsam an mit fallendem Gasdruck, um dann äußerst rasch auf einen durch die spektrale Nullstelle bei 15,5 cm bedingten Grenzwert sich einzustellen. Wir sind hier im *Gebiet des Umladeleuchtens*, gekennzeichnet durch eben diese *Zunahme der Kohärenzlänge* wie der freien Weglänge l mit fallendem Gasdruck. Würde die Linienstruktur die Erscheinung nicht verwischen, so müßten die Kurven noch weiter ansteigen; die Störungen der Lichtemission müssen immer mehr abnehmen, bis *im Abklingleuchten* diese *Störungen praktisch verschwunden* sind. Die Weglänge l fällt hier schließlich mit der freien Weglänge der Abklingzeit zusammen. Dieser Zustand ist aber bei Wasserstoffkanalstrahlen infolge der Linienstruktur nicht zu verwirklichen. Es hätte daher auch keinen physikalischen Sinn die durch die spektrale Linienstruktur bedingte größt erreichte Kohärenzlänge von 15,5 cm auf die freie Weglänge l umzurechnen.

Ein Vergleich der *gaskinetischen Weglänge l_k* mit l zeigt, daß diese Weglänge stets *um eine Zehnerpotenz größer* ist als die *Weglänge l* .

Bei niederen Drucken ($< 0,01$ mm) steigt die freie Weglänge l stark an mit wachsender Geschwindigkeit. Während l von dem Druck 0,02 mm an mit wachsender Strahlgeschwindigkeit deutlich einem Grenzwert zustrebt (vgl. Fig. 6), ist ein solches Verhalten bei den Drucken 0,008 und 0,006 mm nicht so gut zu erkennen. Eine schwache Krümmung zur Abszisse ist jedoch auch hier vorhanden.

Der starke Anstieg der freien Weglänge bei Drucken unterhalb 0,006 mm kann als unmittelbarer Beweis angesehen werden, daß bei einem aus dem Erzeugungsraum in den in den hochevakuierten Beobachtungsraum übertretenden Kanalstrahl die Störungen der Lichtemission sehr gering sind, daß

bei derartigen Versuchsanordnungen als tatsächlich Abklingleuchten vorliegt.

Man kann versuchen die *freie Weglänge l als Funktion des Gasdrucks p und der Geschwindigkeit v* analytisch darzustellen. So kann im Gebiet des Umladeleuchtens die Abhängigkeit der Weglänge l vom Druck p bei konstanter Geschwindigkeit angenähert wiedergegeben werden durch

$$l = \text{const } e^{-\alpha p}.$$

Eine lineare Beziehung zwischen l und p, wie sie die kinetische Gastheorie fordert und wie sie auch für die freien Weglängen des neutralen und einfach positiv geladenen Atoms in guter Annäherung gefunden wurde¹⁾, liegt demnach für die Druckabhängigkeit der freien Weglänge des leuchtenden Atoms bis zur Störung der Lichtemission nicht vor.

Für die Abhängigkeit der freien Weglänge l von der Strahlgeschwindigkeit v mag aus der kinetischen Gastheorie die Sutherlandsche Beziehung der Abhängigkeit der freien Weglänge²⁾ von der Temperatur herangezogen werden. Ist L' die freie Weglänge bei der Temperatur θ und L₀ die bei θ₀, so gilt

$$L' = L_0 \frac{1 + \frac{C}{\theta_0}}{1 + \frac{C}{\theta}},$$

worin C eine von der Natur des Gases, nicht aber von der Temperatur abhängige Konstante. Führt man hier die Geschwindigkeit v ein, so kann man L' schreiben

$$L' = \frac{\text{const}}{1 + \frac{C'}{v^2}}.$$

Jedoch ist mittels dieser Formel nur eine grobe Darstellung der gefundenen l-Werte als Funktion der Geschwindigkeit v möglich.

Für die freie Weglänge der Störung der Verweilzeit findet Hr. W. Wien³⁾ bei einem Druck von 0,006 mm Hg

1) W. Wien, Ann. d. Phys. 39. S. 538. 1912; E. Rüchardt, Ann. d. Phys. 71. S. 890. 1923.

2) E. O. Meyer, Kinetische Gastheorie, S. 84.

3) W. Wien, Ann. d. Phys. 70. S. 1. 1923.

$l_1 = 2,56$ cm L , bei dem Druck 0,0083 mm $l_1 = 1,61$ cm. Diese Werte sind wenig größer als die gaskinetische Weglänge l_k , sie sind also auch etwa zehnmal größer als die freie Weglänge l bis zur Störung der Lichtemission durch Phasenwechsel des emittierten Wellenzugs.

3. Über die Wellenfläche der Lichtemission der Kanalstrahlen.

Emittiert eine in bezug auf einen Beobachter ruhende Lichtquelle Ätherwellen, so sind die Flächen gleicher Phasen, die Wellenflächen, Kugelflächen. Die Wellenlängen sind auf allen Radianvektoren von der Lichtquelle aus gleich groß. Bewegt sich nun die Lichtquelle in bezug auf den Beobachter, so ändert sich die Wellenlänge; es tritt Dopplereffekt auf, wie zuerst Hr. J. Stark an Kanalstrahlen experimentell nachgewiesen hat.

Der folgende Abschnitt soll die Frage behandeln, ob die Wellenfläche der Lichtquelle (eines leuchtenden Punktes) infolge der Bewegung eine Änderung erleidet. Zu einer solchen Untersuchung sind Interferenzbeobachtungen besonders geeignet, da jede Phasenverschiebung benachbarter Flächenstücke der Wellenfläche sich in Verschiebung der Interferenzstreifen, bzw. in dem Auftreten neuer Nullstellen, bemerkbar machen müßte.

Das Licht einer mit der Geschwindigkeit v bewegten Lichtquelle falle durch zwei Blenden B auf die Verteilerplatte P des Michelsonschen Interferometers (vgl. Fig. 1, wo an Stelle der einfachen Blende B jetzt eine Doppelblende zu denken ist). Ein Lichtquant, das bei ruhendem Atom unter einem Winkel φ_1 auf den Spiegel S_1 auffiel, wird jetzt, Änderung der Wellenfläche vorausgesetzt, unter dem Winkel φ_2 auftreffen, wobei der Winkel $\varphi_1 - \varphi_2 = \alpha$ die Phasenverschiebung der Wellenfläche angibt. Der Winkel α ist bei Statthalben einer Phasenverschiebung von der Größenordnung v/c zu erwarten.

Nach Abschluß des experimentellen Teiles zur Prüfung dieser Frage wurden mir Versuche bekannt, die Hr. J. Stark¹⁾

1) J. Stark, Ann. d. Phys. 77, S. 21. 1925. Ähnliche Versuche wurden auch im radiolog. Institut von Hrn. Tomaschek, ohne Kenntnis der Arbeiten Hrn. Starks, im Sommer 1922 durchgeführt.

zu demselben Zweck und unter den gleichen Gedankengängen unternommen hat. Seine Versuchsanordnung ist jedoch von der hier benutzten wesentlich verschieden, da dort nach Abbildungsverschiebungen der bewegten gegen die ruhenden Spektrallinien gesucht wird, während hier eben durch Interferenzbeobachtungen unmittelbar Phasenverschiebungen festgestellt werden können. Hr. Stark kommt aus seinen Versuchen zu dem Ergebnis, daß die Wellenfläche des emittierten Lichtes aus der Kugelform höchstens um einen Winkel, der $\frac{1}{24}$ des zu erwartenden Winkels $\alpha = \frac{\vartheta}{c}$ beträgt, herausgedreht ist.

Trifft Licht einer ruhenden Lichtquelle unter einem Winkel φ_1 auf die Spiegel S der Michelsonschen Interferometeranordnung, so erscheint ein Streifensystem mit dem Gangunterschied γ_1 . Trifft Licht einer bewegten Lichtquelle auf S , so erscheint, wieder Änderung der Wellenfläche vorausgesetzt, ein gegen das vorige System etwas verschobenes Streifensystem mit dem Gangunterschied γ_2 , entsprechend einem Winkel φ_2 . Bei einem bestimmten n -ten Streifen von System 1 wird der entsprechende Streifen von System 2 gerade in die Mitte von n und $n+1$ des Systems 1 fallen. Dann beträgt die Differenz der Gangunterschiede beider Systeme

$$\gamma_2 - \gamma_1 = \frac{\lambda}{2} = 2(a_1 - a_2) \sin^2(\varphi_1 - \varphi_2).$$

In dieser Gleichung kommt nur die Differenz der Spiegelabstände $(a_1 - a_2)$ und die Winkeldifferenz $\varphi_1 - \varphi_2$ vor, so daß man die Phasenverschiebung $\varphi_1 - \varphi_2 = \alpha$ unmittelbar finden könnte. Die Bedingung, daß ein schwarzer Streifen des Systems 2 gerade in der Mitte zweier Streifen des Systems 1 liegen soll, wurde aus experimentellen Gründen gewählt, da in diesem Fall wegen der Breite der Streifen eine deutliche Nullstelle der Interferenzen von etwa der dreifachen Streifenbreite in Erscheinung treten müßte.

Versuchsausführung: Zur Untersuchung kamen sowohl Wasserstoff- wie Quecksilberkanalstrahlen. Um die Interferenzstreifensysteme 1 und 2 von ruhender und bewegter Intensität gleichzeitig beobachten zu können, wurde im Beobachtungsraum ein Gasdruck von etwa 0,05 mm hergestellt, bei dem die ruhende Intensität schon recht stark war sowohl für H_{β}

und in erhöhtem Maße für Hg 546 m μ , besonders, wenn nicht mit flüssiger Luft gekühlt wurde. Die spektralen Nullstellen und die Nullstellen infolge Plattenfehler sind aus den vorhergehenden Untersuchungen (S. 8), bei denen die ruhende Intensität nicht merklich hervortrat (Kühlung mit flüssiger Luft), bekannt. Man sucht nun das Gesichtsfeld ab, ob zu diesen bekannten Nullstellen neue hinzutreten. Diese neuen Nullstellen wären dann in Beziehung zu bringen zu einer Änderung der Wellenfläche.

Versuche: $H_{\beta} \cdot$ Kanalstrahlgeschwindigkeit $3 \cdot 10^7$ cm/sec, also zu erwartender Winkel $\frac{v}{c} = 0,001$ und zu erwartende Nullstellen $2(a_1 - a_2) = \frac{\lambda c}{2v} = 2,4 \cdot 10^{-2}$ cm.

Auf der Wegstrecke $2(a_1 - a_2)$ von 0 bis 1,7 cm¹⁾ fanden sich keine neuen Nullstellen. Also könnte die Wellenfläche höchstens um $1/_{70}$ des zu erwartenden Winkels verschoben sein.

$H_{\beta} \cdot$ Strahlgeschwindigkeit $7,2 \cdot 10^7$ cm/sec; zu erwartender Winkel $\frac{v}{c} = 0,004$; zu erwartende Nullstellen

$$2(a_1 - a_2) = \frac{\lambda c}{2v} = 0,6 \cdot 10^{-2} \text{ cm.}$$

Auf der Wegstrecke $2(a_1 - a_2)$ von 0 bis 0,7 cm fanden sich keine neuen Nullstellen, also könnte die Wellenfläche höchstens um $1/_{120}$ des zu erwartenden Winkels verschoben sein.

Hg 546 m μ · Strahlgeschwindigkeit $1 \cdot 10^7$ cm/sec; zu erwartender Winkel $\frac{v}{c} = 0,0003$, zu erwartende Nullstellen $2(a_1 - a_2) = 7 \cdot 10^{-3}$ cm. Auf der Wegstrecke $2(a_1 - a_2)$ von 0 bis 7 cm, ferner von 17 bis 19 cm fanden sich keine neuen Nullstellen, also könnte die Wellenfläche um höchstens $1/_{260}$ des zu erwartenden Winkels verschoben sein.

Nach diesen Messungen wird die Wellenfläche des Lichtes bewegter Atome um weniger als ein Hundertstel von der Wellenfläche lichtenmittigerender ruhender Atome abweichen, beobachtet senkrecht zur Bewegungsrichtung der Atome.

1) Bis zu dieser Entfernung wurden die Interferenzstreifen abgezählt.

Dieses Ergebnis steht mit den Vorstellungen Hrn. Lenards¹⁾, die als einzige den gesamten Umfang unserer Erfahrung über die Aberration in diesen Fragen zu erklären vermögen, in voller Übereinstimmung. Hr. Lenard hat den nun experimentell untersuchten Fall der Querbewegung von Kanalstrahlen in den „Astronomischen Nachrichten“²⁾ eingehend behandelt, so daß hier auf diese Ausführungen, auch in Beziehung zur Relativtheorie, verwiesen werden kann.

4. Über die Polarisation des Kanalstrahllichtes.

Die von Hrn. J. Stark zuerst gefundene Polarisation des Lichtes³⁾ der Kanalstrahlen in bezug auf die Bewegungsrichtung konnte auch hier in einer der Starkschen entsprechenden Anordnung qualitativ festgestellt werden. Das Licht der Wasserstofflinie H_{β} durchlief nach Verlassen der Blende B (Fig. 1) ein Kalkspatprisma und gelangte dann zum Interferometer.

Zur Feststellung der polarisierenden Eigenschaften der Gesamtapparatur wurde der Beobachtungsraum mit Wasserstoff höheren Drucks (0,1 mm) gefüllt und durch elektrische Entladungen Glimmlicht erzeugt. Dieses Glimmlicht ist nach Hrn. Stark unpolarisiert. Das Kalkspatprisma wurde nun in seiner Längsachse gedreht und das Verschwinden der Interferenzstreifen geringen Gangunterschieds (2,3 cm) als Funktion des Drehwinkels ermittelt.

Zur Untersuchung des Polarisationszustandes im Abklingleuchten wurde auf Interferenzen großen Gangunterschieds (15 cm) eingestellt und das Kalkspatprisma in derselben Weise um seine Längsachse gedreht. Dabei zeigte sich, daß die Stellen des periodischen Verschwindens des interferierenden Lichtes verschoben waren gegenüber den mit H-Glimmlicht gefundenen Stellen. Die Verschiebung entsprach einer größeren polarisierten Intensität des senkrecht zum Kanalstrahl polarisierten Bestandteils. Genauere Messungen ließen sich jedoch infolge der starken Polarisation der Spiegel und Linsen in der Apparatur nicht durchführen.

1) P. Lenard, Ann. d. Phys. 73. S. 89. 1923.

2) P. Lenard, Astr. Nachrichten, Nr. 5373. 224. S. 355. 1925.

3) J. Stark, Verh. d. D. Phys. Ges. 8. S. 104. 1906.

Es ist damit eine *Polarisation* nachgewiesen, die im *Abklingleuchten* am stärksten zur Ausbildung kommt, wenn also die Atome sich ungestört durch Zusammenstöße zu ihrer Bewegungsrichtung einstellen können. Im Bilde des Atommodells bedeutet diese Feststellung, daß die Bahnebene des Elektrons im Wasserstoffatom sich parallel zur Fortpflanzungsrichtung einzustellen sucht.

Versuche an Quecksilberkanalstrahlen führten zu keinem sicheren Ergebnis; doch scheint auch hier im Abklingleuchten die senkrecht zum Strahl polarisierte Intensität stärker zu sein als die parallel dazu polarisierte.

Zusammenfassung.

Der Hauptteil der vorliegenden Untersuchung beschäftigt sich mit der Aufgabe, mit Hilfe von Interferenzbeobachtungen am abklingenden Kanalstrahl zu Aussagen über Verweilzeit und Abklingzeit des leuchtenden Atoms zu kommen. Untersucht wurden Wasserstoff- und Quecksilberkanalstrahlen mittels der Michelsonschen Interferometeranordnung.

Nach Ermittlung des Verschwindens der Interferenzstreifen aus spektralen und apparativen Gründen wurde als größterreichte Interferenzweglänge gefunden

$$\begin{aligned} \text{für } H_{\beta} & 15,2 \text{ cm,} \\ \text{für Hg } 546 \text{ m}\mu & 62 \text{ cm.} \end{aligned}$$

Diese größterreichte Interferenzweglänge bleibt im Abklingleuchten während einer längeren Kanalstrahlstrecke l unverändert erhalten. Das Verhältnis dieser Kanalstrahllänge l zur Strahlgeschwindigkeit v

$$\begin{aligned} \frac{l}{v} &= 2 \cdot 10^{-8} \text{ sec für Hg } 546 \text{ m}\mu \\ &= 2,8 \cdot 10^{-8} \text{ sec für } H_{\beta} \end{aligned}$$

gibt unter der Annahme, daß Interferenz nur möglich ist zwischen Lichtquantstücken aus ein und demselben Atom den Wert einer Mindestabklingzeit.

Eine Verweilzeit konnte aus den Interferenzbeobachtungen nicht festgestellt werden, ohne daß dadurch die Frage nach dem gleichzeitigen Bestehen zweier Zeiten — Abklingzeit und Verweilzeit — entschieden wäre.

Der zweite Abschnitt bestimmt die Kohärenzlänge des Lichtes im Umladeleuchten in Abhängigkeit von Gasdruck im Beobachtungsraum und von der Strahlgeschwindigkeit und bringt eine Messung der freien Weglänge des leuchtenden Atoms bis zur Störung der Lichtemission infolge Phasenwechsels des emittierten Wellenzugs bei Zusammenstößen der leuchtenden mit anderen Atomen.

In einem dritten Abschnitt wird nachgewiesen, daß die Wellenfläche des Lichtes bewegter Atome um weniger als

$$\frac{1}{120} \text{ für } H_{\beta} \\ \text{und } \frac{1}{200} \text{ für Hg } 546 \text{ m}\mu$$

von der Wellenfläche lichtemittierender ruhender Atome abweicht. Die bewegten Atome im Kanalstrahl zeigen also keine Aberration.

Ein vierter Abschnitt beschäftigt sich kurz mit dem Polarisationszustand des Kanalstrahllichtes.

Es ist mir ein besonderes Bedürfnis, zum Schluß Hrn. Geheimrat Lenard für wertvolle Ratschläge herzlich zu danken. Ebenso hatte ich mich des Interesses und der Beratung von Hrn. Prof. J. Stark zu erfreuen gelegentlich seines Besuches im Radiologischen Institut.

Der Helmholtzgesellschaft danken wir für die Überlassung der großen Wommelsdorfschen Influenzmaschine und der Notgemeinschaft D. W. für die Goerzschen Interferenzplatten, ohne welche Hilfsmittel die Untersuchung nicht möglich gewesen wäre.

Heidelberg, Oktober 1925.

(Eingegangen 12. Dezember 1925.)

**2. Röntgenographische Strukturuntersuchungen
von einigen Metallegierungen
(Die Reihen AuAg und NiCu);
von Sven Holgersson.**

(Hierzu Tafel I.)

Experimentelles.

Die Legierungen, welche mir freundlichst von Dr. Ernst Sedström, Motala, für die röntgenographische Strukturbestimmung zur Verfügung gestellt wurden, sind alle durch Zusammenschmelzen der beiden Komponenten erhalten. Als Ausgangsmaterial bei der Herstellung der Legierungen wurde benutzt:

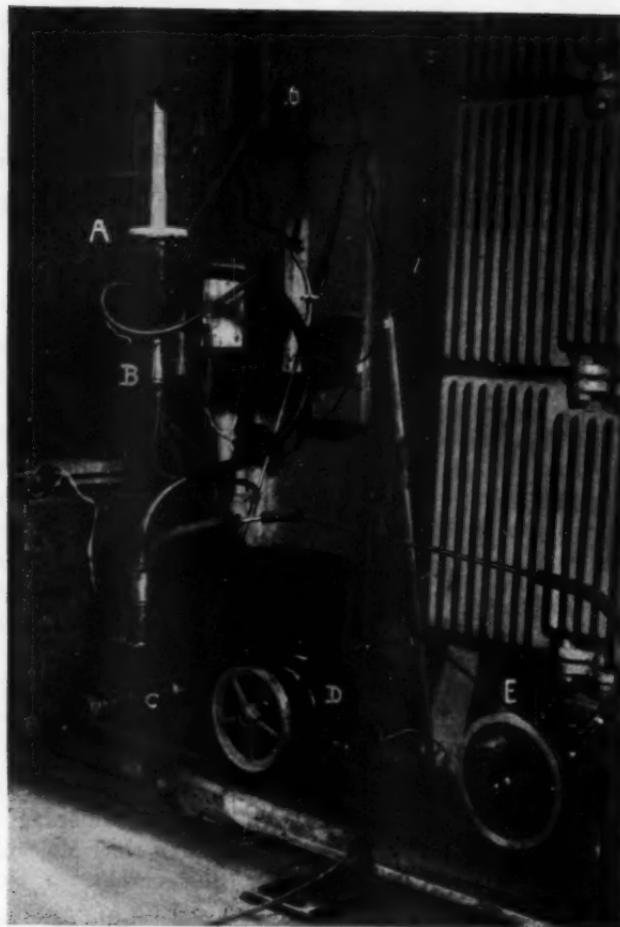
Au von A. B. Nordiska Affineriet, Helsingborg, Cu (elektrolytisch dargestellt), Ni und Ag von Merck, Darmstadt.

Die Röntgenapparatur: Bei den Aufnahmen wurde die Hadding-Siegbahnsche Metallröntgenröhre¹⁾ verwendet. Die Belichtungszeiten variierten im allgemeinen zwischen $1\frac{1}{2}$ bis 2 Stunden, die Spannung war etwa 40000 bis 45000 Volt und die Stromstärke 5 bis 15 Mill.-Amp. Die Evakuierung der Röhre geschah mittels einer Kapselpumpe und einer Molekularpumpe in direktem Anschluß an dem Röntgenrohr.

Als *Präparate* dienten die ausgewählten Drähte der Legierungen; ihre Durchmesser variierten zwischen 0,7 bis 1,5 mm.

Bei den Aufnahmen wurde meist Eisen als *Antikathode* benutzt. Bei einigen Legierungen sowie bei ein paar Kontrollaufnahmen fand inzwischen auch Kupfer als Antikathoden-

1) Ztschr. f. Phys. 3. S. 369. 1920; Ztschr. f. phys. Chem. 98. S. 181. 1921.



A ist die Hadding-Siegbahnsche Metallröntgenröhre, *B* die geerdete Antikathode, *C* ist eine Gaede-Molekularpumpe, *D* der Motor, *E* die Kapselpumpe und *F* ein Widerstand für die Regulierung der Geschwindigkeit der Pumpen.

Fig. 1a. Die benutzte Röntgenapparatur.

material Verwendung. Die Wellenlängen der benutzten Röntgenstrahlung sind¹⁾:

$$\lambda_{\text{FeK}_\alpha} \text{ (Mittel von } \text{FeK}_{\alpha_1} \text{ und } \text{FeK}_{\alpha_2}) = 1,935 \text{ Å.-E.}$$

$$\lambda_{\text{FeK}_\beta} = 1,753 \text{ Å.-E.}$$

$$\lambda_{\text{CuK}_\alpha} \text{ (Mittel von } \text{CuK}_{\alpha_1} \text{ und } \text{CuK}_{\alpha_2}) = 1,539 \text{ Å.-E.}$$

$$\lambda_{\text{CuK}_\beta} = 1,389 \text{ Å.-E.}$$

Beim Ausmessen der Filmdiagramme ist der Abstand zwischen zwei im Verhältnis zu dem direkten Strahl symmetrisch liegenden Linien mit Δ bezeichnet. Die Linien sind immer von ihren äußeren Kanten gemessen. Korrigiert wurde für Stäbchendicke auf gewöhnliche Weise.²⁾ Die übrigbleibende Korrektionsgröße, welche hauptsächlich von der Streuung der Röntgenstrahlen herröhrt, und die auch annähernd eine Konstante³⁾ ist, wurde für jedes Diagramm aus den $\frac{\sin^2 \varphi}{\sum h^2}$ -Werten berechnet. In einem unkorrigierten oder unvollständig korrigierten Diagramm (welche z. B. nur für die Stäbchendicke korrigiert ist) zeigt sich bei regulären Kristallen in diesen $\frac{\sin^2 \varphi}{\sum h^2}$ -Werten immer ein deutlicher systematischer Gang, indem diese Größe mit wachsendem φ stetig abnimmt. Die Korrektion ist nach den Methoden der Fehlerausgleichung so berechnet, daß sämtliche $\frac{\sin^2 \varphi}{\sum h^2}$ -Werte konstant werden. Die Konstante wird mit D bezeichnet. Die α -Werte sind natürlich für sich und die β -Werte für sich zu nehmen.

Ist der Wert für D berechnet, ergibt sich die Kantlänge der Elementarkubus (= a) sogleich aus:

$$a = \frac{\lambda}{2} \cdot \frac{1}{\sqrt{D}},$$

wo λ die Wellenlänge der benutzten Röntgenstrahlung ist.

Ergebnisse der röntgenographischen Untersuchung der Legierungen.

Bezüglich der reinen Komponente (Metalle) von den in dieser Arbeit untersuchten Legierungen sind folgende röntgenographische Daten zu erwähnen.

1) M. Siegbahn, Jahrb. d. Rad. u. Elektronik 18. H. 3. 1921.

2) Centralblatt f. Min. etc. 20. S. 631. 1921.

3) Ztschr. f. Krystallographie 56. 1922.

Au und Ag.

Die erste Strukturuntersuchung von Au und Ag stammt von Vegard¹⁾ her. Mc Keehan hat die Vegardschen Werte umgerechnet unter Verwendung des neueren λ -Wert $0,614 \cdot 10^{-8}$ cm für die Wellenlänge von RhK_a, was für Au $a = 4,09 \cdot 10^{-8}$ cm und für Ag $a = 4,11 \cdot 10^{-8}$ cm gibt. Nach Scherrer²⁾ ist für Au der Wert von $a = 4,07 \cdot 10^{-8}$ cm, der

Tabelle 1.
Au. Eisenstrahlung. Dicke des Präparats 1,0 mm.

Intensität	A	$\frac{A}{(korr.)}$	φ	$\sin \varphi$	$\sin^2 \varphi$	$\frac{\sin^2 \varphi}{\sum h^2}$	hkl
7	44,5	43,5	24° 97	0,4221	0,1782	0,0594	111
7	51,6	50,6	29° 04	0,4854	0,2356	0,0589	200
7	67,1	66,1	37° 95	0,6150	0,3782	0,0473	220 β
8	75,7	74,7	42° 89	0,6806	0,4632	0,0579	220
3	81,4	80,4	46° 16	0,7213	0,5203	0,0473	311 β
10	92,6	91,6	52° 59	0,7943	0,6309	0,0574	311
6	98,4	97,4	55° 92	0,8283	0,6861	0,0572	222
5	123,8	122,3	70° 50	0,9426	0,8885	0,0468	331 β
6	127,5	126,5	72° 62	0,9543	0,9107	0,0569	400
5	131,9	130,9	75° 15	0,9666	0,9343	0,0467	420 β

Mittel: $a = 4,080 \cdot 10^{-8}$ cm (berechnet aus den α -Werten).

Tabelle 2.
Korrektionstabelle für Au.

2φ	$\sin 2\varphi$	$\frac{\sin^2 \varphi}{\sum h^2}$	$\frac{\sin 2\varphi}{\sum h^2}$	$\frac{\sin^2 \varphi}{\sum h^2} \cdot \frac{\sin 2\varphi}{\sum h^2}$	$\left[\frac{\sin 2\varphi}{\sum h^2} \right]^2$
49° 94	0,76537	0,0594	0,25512	0,015154	0,065076
58° 08	0,84879	0,0589	0,21220	0,012499	0,045028
75° 90	0,96987	0,0473	0,12123	0,057342	0,014697
85° 78	0,99729	0,0579	0,12468	0,007219	0,015550
92° 32	0,99918	0,0473	0,09083	0,004296	0,008250
105° 18	0,96511	0,0574	0,08774	0,005036	0,007691
111° 84	0,92823	0,0572	0,07735	0,004424	0,005991
141° 00	0,62932	0,0468	0,03812	0,001550	0,001097
145° 24	0,57071	0,0569	0,004756	0,002706	0,000023
150° 10	0,49546	0,0467	0,002336	0,000109	0,000005
	Σ_a	0,8477	0,80465	0,047038	0,139359
	Σ_β	0,1881	0,24752	0,011689	0,024049

woraus $D_a = 0,05621$ und $D_\beta = 0,04667$.

1) L. Vegard, Phil. Mag. 31. S. 83. 1916.

2) P. Scherrer, Phys. Ztschr. 19. S. 26. 1918.

Tablelle 3.

Eisenstrahlung. Präparatdicke = 1,5 mm.
Ag. Korrektionstabelle für die a -Werte.

Mittel: $\alpha = 4,076 \cdot 10^{-8}$ cm

von Mc Keehan ist $4,075 \cdot 10^{-8}$ cm, von Bain $4,08 \cdot 10^{-8}$ cm, welch letzterer Wert in guter Übereinstimmung mit dem meinen ($a = 4,080 \cdot 10^{-8}$ cm) steht.

Betreffs Ag sind folgende miteinander sehr gut übereinstimmende Werte für den Gitterparameter a publiziert worden: 4,076 Å.-E. [Gerlach¹], 4,078 Å.-E. [Wilsey²] und 4,080 Å.-E. [Mc Keehan³]. Mein Wert ist $a = 4,076 \text{ \AA.-E.}$

Tabelle 4.

Cu (Kupfer).

Expositionszeit 90 Minuten. Eisenantikathode. Stäbchendicke = 1,6 mm.

Inten- sität	A (in cm gem.)	φ	$\sin \varphi$	$\sin^2 \varphi$	$\frac{\sin^2 \varphi}{\sum h^2}$	h, k, l
2	4,80	28° 77	0,40307	0,1625	0,0812	110
2	4,64	25° 72	0,43397	0,1884	0,0628	111 β
9	5,10	28° 36	0,4750	0,2256	0,0752	111
2	5,80	20° 51	0,4926	0,2427	0,0607	200 β
9	5,93	33° 13	0,5465	0,2987	0,0747	200
2	7,82	48° 98	0,6944	0,4822	0,0608	220 β
9	8,83	49° 77	0,7685	0,5829	0,0729	220
3	9,60	54° 20	0,8111	0,6578	0,0598	311 β
10	11,19	68° 32	0,8935	0,7984	0,0726	311
6	12,09	68° 49	0,9804	0,8657	0,0721	222

Tabelle 5.

Korrektionstabelle für Cu.

2φ	$\sin 2\varphi$	$\frac{\sin^2 \varphi}{\sum h^2}$	$\frac{\sin 2\varphi}{\sum h^2}$	$\frac{\sin^2 \varphi}{\sum h^2} \cdot \frac{\sin 2\varphi}{\sum h^2}$	$\left[\frac{\sin 2\varphi}{\sum h^2} \right]^2$
47° 54	0,73775	0,0812	0,0406	0,008297	0,001648
51° 44	0,78196	0,0628	0,2607	0,016372	0,067964
56° 72	0,8360	0,0752	0,2787	0,020958	0,077674
59° 02	0,8574	0,0607	0,2144	0,013014	0,045967
66° 26	0,9154	0,0747	0,2289	0,017099	0,052395
87° 96	0,9994	0,0608	0,1249	0,007531	0,015600
99° 54	0,9862	0,0729	0,1233	0,008989	0,015203
108° 40	0,9489	0,0598	0,0888	0,005161	0,007448
126° 64	0,8024	0,0726	0,0729	0,005298	0,005314
136° 98	0,6823	0,0721	0,0568	0,004095	0,003226

Es wird $D_\alpha = 0,07138$ und $D_\beta = 0,05838$.Aus den α -Werten berechnet sich a zu $3,620 \cdot 10^{-8}$ cm.Aus den β -Werten berechnet sich a zu $3,627 \cdot 10^{-8}$ cm.

1) H. Gerlach, Ztschr. f. Phys. 9. S. 184. 1922.

2) R. B. Wilsey, Phil. Mag. 46. S. 487. 1923.

3) Mc Keehan, Ph. Rev. 20. S. 424. 1922.

Tabelle 6.

Ni Eisenanode. Präparatdicke = 1,1 mm.
Korrektionsstabelle.

Innenstelle	A	α (korr.)	φ	$\sin q$	$\sin^2 \varphi$	$\frac{\sin^2 q}{\Sigma h^3}$	h, k, l	$2q$	$\sin 2q$	$\frac{\sin^2 q}{\Sigma h^3}$	$\frac{\sin 2q}{\Sigma h^3}$	$\frac{\sin^2 q}{\Sigma h^3} \cdot \frac{\sin 2q}{\Sigma h^3}$
3	47,2	46,1	26° 47	0,4457	0,1986	0,0662	111 β	52° 94	0,79800	0,0632	0,26600	0,017609
8	52,4	51,3	29° 45	0,4917	0,2417	0,0803	111	58° 90	0,85627	0,0806	0,28542	0,023095
2	54,6	53,5	30° 71	0,5107	0,2608	0,0652	200 β	61° 42	0,87815	0,0652	0,21944	0,014314
8	60,9	59,8	34° 33	0,5640	0,3181	0,0795	200	68° 66	0,93144	0,0795	0,23286	0,018512
2	81,1	80,0	45° 93	0,7185	0,5162	0,0645	230 β	91° 86	0,9947	0,0645	0,12493	0,008058
8	91,8	90,7	52° 07	0,7888	0,6222	0,0778	220	104° 14	0,96970	0,0778	0,12121	0,009430
3	99,9	98,8	56° 72	0,8360	0,6989	0,0635	311 β	113° 44	0,93748	0,0635	0,08341	0,005297
1	105,8	104,7	60° 11	0,8670	0,7517	0,0626	222 β	120° 22	0,88410	0,0623	0,07201	0,004486
10	117,4	116,3	66° 77	0,9189	0,8444	0,0768	311	138° 54	0,72449	0,0768	0,06589	0,005060
6	128,5	127,4	73° 14	0,9570	0,9159	0,0763	222	146° 28	0,55513	0,0763	0,04626	0,003530

Σ_{α}	0,3910	0,75104	0,069537
Σ_{β}	0,3217	0,76589	0,049764

a aus den α -Werten bestimmt = 3,519 Å.-E.

a aus den β -Werten bestimmt = 3,525 Å.-E.

$$D_{\alpha} = 0,07558.$$

$$D_{\beta} = 0,06180.$$

Die Würfelkante des flächenzentrierten kubischen Gitters bei *Kupfer* ist nach Bragg¹⁾ 3,61 Å.-E., nach Gerlach²⁾ 3,634 Å.-E., nach Uspenski³⁾ 3,66 Å.-E. und nach Bain⁴⁾ 3,60 Å.-E. Mein Wert: 3,620 Å.-E.

Nickel.

Hull⁵⁾ hat hier den größten Wert von α (= 3,54 Å.-E.), Bohlin⁶⁾, der die Bestimmung nach einem etwas modifiziertem Verfahren von der Debye-Scherrerschen Methode gemacht hat, gibt den Wert 3,53 Å.-E. an. Mc Keehan⁷⁾ fand $\alpha = 3,510$ Å.-E. Zuletzt hat Wever⁸⁾ sowohl magnetischen wie unmagnetischen Nickel röntgenographisch untersucht und dabei gefunden, daß β Ni identisch mit dem α Ni ist. Der Parameter wurde zu $3,519 \cdot 10^{-8}$ cm bestimmt. Der von mir berechnete Wert $\alpha = 3,519$ Å.-E. ist also derselbe, den Wever gefunden hat und stimmt auch sehr gut mit dem Mc Keehan-schen Wert überein.

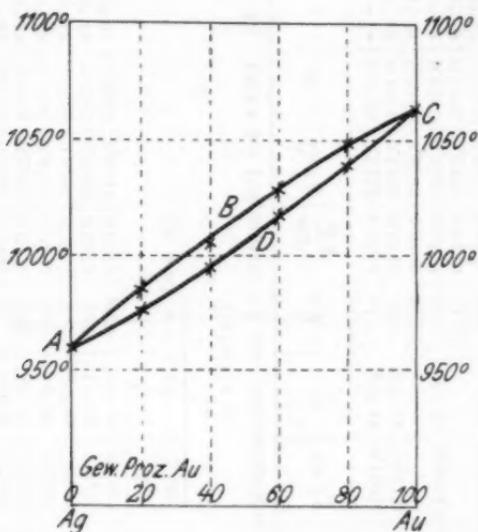
Die einzelnen Legierungsreihen.

AuAg.

Das Schmelzdiagramm dieses Systems ist von Heycock und Neville⁹⁾, später von Roberts-Austen und Kirk-Rose¹⁰⁾ samt von Raydt¹¹⁾ bearbeitet worden. Durch die Untersuchungen ist erwiesen worden, daß die Legierungen eine ununterbrochene Reihe von Mischkristallen bilden. Fig. 5 gibt das Zustandsdiagramm wieder. *ABC* ist die Kurve der beginnenden Erstarrung („liquidus“-Kurve), *ADC* ist die Kurve der beendigten Erstarrung („solidus“-Kurve). Die Struktur

-
- 1) W. H. Bragg, Phil. Mag. 28. S. 355. 1914.
 - 2) W. Gerlach, Ph. Ztschr. 23. S. 114. 1922.
 - 3) N. Uspenski, Verhandl. Röntgenol. Inst. Petrograd. 1922.
 - 4) E. Bain, Trans. Amer. Inst. Min. and Met. Eng. 68. S. 641. 1923.
 - 5) G. F. Hull, Ph. Rev. 17. S. 571. 1921.
 - 6) H. Bohlin, Ann. d. Phys. 61. S. 421. 1920.
 - 7) Mc Keehan, Ph. Rev. 21. S. 402. 1923.
 - 8) F. Wever, Mitt. a. d. Kaiser Wilhelm-Inst. f. Eisenf. 3. H. 2. S. 17.
 - 9) T. Heycock u. F. Neville, Philos. Trans. 189. S. 67. 1897.
 - 10) Roberts-Austen u. Kirk-Rose, Chem. News 87. S. 2. 1908.
 - 11) U. Raydt, Ztschr. f. anorg. Chem. 75. S. 58. 1912.

dieser Reihe ist früher von Mc Keehan¹⁾ untersucht worden. Er benutzte dabei die von Davey²⁾ beschriebene Apparatur. Verwendet wurde die K -Strahlung des Molybdäns; der Filmradius war 20,36 cm und die Expositionszeiten wechselten zwischen 8—20 Stunden. Die Resultate sind in Fig. 6 gegeben. Es ist hier die Abhängigkeit der Gitterdimensionen von der Atomkonzentration graphisch dargestellt. Als Ordinaten



Zustandsdiagramm der Gold-Silber-Legierungen (nach Raydt).

Fig. 5.

sind die Gitterparameter aufgetragen, da die Abszissenachse als Konzentrationsachse dient. Die sehr eigentümliche Form der Kurve, in Fig. 6 gestrichelt, mit den hohen Werten von α bei 40, 60 und 70 Atom-Proz. Au, soll nach Mc Keehan eine Bestätigung für die Richtigkeit der Tammannschen Resistenzgrenzentheorie sein. Indessen ist eine Kurvenform wie diese von allen bisher untersuchten binären Systemen nur bei den AuAg-Legierungen nachgewiesen worden. In der Tat ist es

1) L. Mc Keehan, Phys. Rev. 21. S. 402. 1923.

2) H. Davey, Soc. of Am. Journal 5. S. 479. 1921.

AuAg. 55,1 Proz. Au. Eisenantikathode. Stäbchendicke = 0,70 mm. Korrektionstabelle für die σ -Linien.

Inten- stät	A	$\frac{A}{(\text{korr.})}$	φ	$\sin \varphi$	$\sin^3 \varphi$	$\frac{\sin^2 \varphi}{\Sigma h}$	h, k, l	2φ	$\sin 2\varphi$	$\frac{\sin^3 \varphi}{\Sigma h^3}$	$\frac{\sin 2\varphi}{\Sigma h^3}$	$\frac{\sin^3 \varphi}{\Sigma h^3} \cdot \frac{\sin 2\varphi}{\Sigma h^3}$	$\left[\frac{\sin 2\varphi}{\Sigma h^3} \right]^2$
6	43,0	42,3	240 28	0,4112	0,1691	0,0564	111	48° 56'	0,7497	0,0564	0,23499	0,014094	0,062450
4	50,4	49,7	280 33	0,4776	0,2281	0,0570	2100	57° 06'	0,8392	0,0556	0,2098	0,011665	0,044016
5	74,7	74,0	420 48	0,6753	0,4560	0,0570	220	84° 96'	0,9961	0,0570	0,1245	0,07097	0,015500
6	92,0	91,3	520 42	0,7325	0,6861	0,0571	311	104° 84'	0,9668	0,0571	0,0879	0,05019	0,007726
5	98,2	97,5	829 97	0,8827	0,6868	0,0572	222	110° 94'	0,9276	0,0572	0,0773	0,04422	0,005975
2	127,8	127,1	729 91	0,9562	0,9142	0,0572	400	145° 94'	0,5601	0,0571	0,0850	0,001999	0,001225

Es wird $a = 4,051 \cdot 10^{-9}$ cm

AuAg. 70,3 Proz. Au. Dicke des Präparats = 0,7 mm. Eigenstrahlung. Korrektionstabelle für die α -Werte.

Inten- sität	A	A (korrig.)	φ	$\sin \varphi$	$\sin^2 \varphi$	$\frac{\sin^3 \varphi}{\sum h^3}$	h, k, l	2 φ	$\sin 2\varphi$	$\frac{\sin^3 \varphi}{\sum h^3}$	$\frac{\sin 2\varphi}{\sum h^3}$	$\frac{\sin^3 \varphi}{\sum h^3} \cdot \frac{\sin 2\varphi}{\sum h^3}$	$\left[\frac{\sin 2\varphi}{\sum h^3} \right]^2$	
2	6	43,8	48,1	24° 74'	0,4185	0,1751	0,0584	111	49° 48'	0,76018	0,0584	0,25340	0,014799	
2	5	50,8	50,1	28° 76'	0,4811	0,1315	0,0579	200	57° 52'	0,84358	0,0579	0,21090	0,012211	
2	6	66,5	65,8	37° 78'	0,6326	0,3753	0,0469	220 β	85° 20'	0,99649	0,0573	0,12456	0,007137	
2	3	74,9	74,2	42° 60'	0,6769	0,4582	0,0573	0,0573	0,0573	0,0573	0,12456	0,015525	-	
2	8	80,8	80,1	44° 99'	0,7182	0,5172	0,0470	311 β	104° 84'	0,96664	0,0571	0,08788	0,007723	
2	6	91,3	52° 42'	0,7925	0,6281	0,0571	0,0571	311	111° 50'	0,93042	0,0569	0,07754	0,004412	
2	8	97,8	87,1	55° 15'	0,8286	0,6833	0,0569	222	111° 50'	0,93042	0,0569	0,07754	0,006012	
2	2	123,0	122,3	70° 21'	0,9409	0,8853	0,0468	331 β	0,0567	400	144° 56'	0,57985	0,0567	0,002054
2	2	126,0	125,9	72° 28'	0,9526	0,9074	0,0567	0,0567	0,0567	0,0567	0,0567	0,002054	-	
2	131,5	130,8	- 73° 09'	0,9663	0,9337	0,0467	420 ρ						0,001313	

Hieraus berechnet sich $D = 0,05636$.

Mittel: $a = 4,073 \cdot 10^{-3}$ cm.

Goldes
meiner
keines
die si
Gitter
Atomk
PdAg-
zu ein

sehr unwahrscheinlich, daß gerade dieses System von Legierungen eine Ausnahme bilden sollte, wenigstens kennt man keinen eigentlichen Grund dafür. Erstens haben ja die beiden Komponenten dieselbe Gitterstruktur, ihre Gitterdimensionen weichen auch sehr wenig voneinander ab, und zweitens stehen sie in chemischer Hinsicht einander sehr nahe. Es ist somit ein allmäßlicher Übergang von dem Raumgitter des reinen

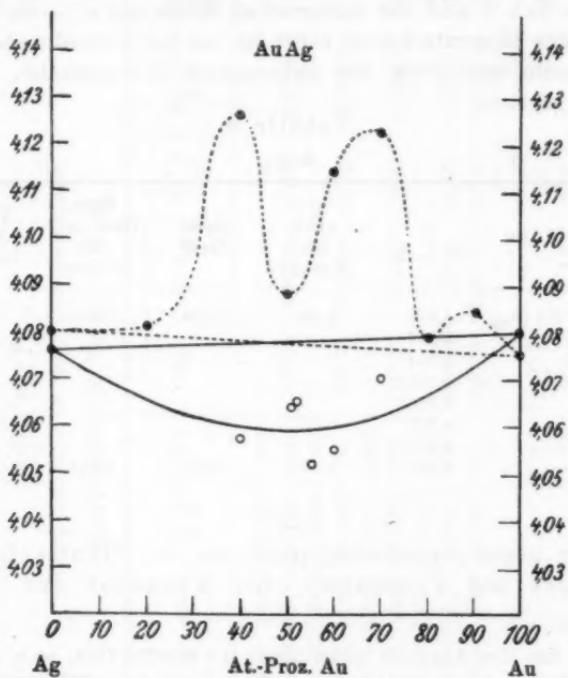


Fig. 6.

Goldes zu dem des reinen Silbers anzunehmen. Das Ergebnis meiner eigenen Untersuchung hat die Annahme von Mc Keehan keineswegs bestätigt. Dagegen habe ich eine Kurve gefunden, die sich mehr der gewöhnlichen Form nähert, wo also der Gitterparameter annähernd eine lineare Funktion von der Atomkonzentration ist und wie man sie früher z. B. von den PdAg-Legierungen kennt. Doch besteht auch hier die Tendenz zu einer dichten Packung als es der rein linearen Abhängig-

keit entspricht (vgl. die gleichmäßig gezogene Kurve in Fig. 6). Streng genommen liegen wohl die aufgetragenen kleinen Kreise in Fig. 10 nicht auf einer konvergenten Linie (Kettenlinie); die Abweichungen sind aber nicht größer, als daß sie aus den Inhomogenitäten der Legierungen, die besonders bei dieser Reihe hervortreten, erklärt werden können. Es liegen keine Gründe vor, die Kurve auf andere Weise zu ziehen.

In Tab. 9 sind die numerischen Werte von a (= die Kantenlänge des Elementarkubus) nebst die aus den Gitterdimensionen berechnete spez. Gew. der untersuchten Komponenten dieser Reihe gegeben.

Tabelle 9.

AuAg.

Atom-% Au	a (in Å.-E.)	a nach Mc Keehan	Spez. Gew.	Spez. Gew. nach Mc Keehan	Verw. Anti- kathode
0,0% Au (Ag)	4,076	4,080	10,58	10,49	Fe
40,0%	4,057				Cu
50,5%	4,064				Fe
50,9%	4,065				Fe
55,1%	4,051				Fe
59,9%	4,055				Fe
70,3%	4,073				Fe
100,0%	4,080	4,075	19,28	19,24	Fe

CuNi.¹⁾

Es liegen Schmelzdiagramme vor von Gautier²⁾, von Guertler und Tammann³⁾, von Kurnakov und Zem-

1) Seit dem Abschluß dieser Arbeit (im Sommer 1924) ist u. a. eine Arbeit von A. Sackłowski (Ann. d. Phys. 77. S. 241. 1925) erschienen, worin auch die Reihe CuNi röntgenographisch auf ihre Struktur untersucht worden ist. Es wird hier konstatiert, daß die röntgenographischen Daten eine lückenlose Mischkristallreihe ergeben, indem nur flächenzentrierte kubische Gitter vorkommen, deren Gitterparameter dem sog. Vegardschen Additivgesetze folgen. Ich gebe hier die von Sackłowski gefundenen Längen der Elementarwürfel bei verschiedenen Konzentrationen an:

Atom-Proz. Ni	0	10	30	50	60	70	90	100
a in Å.-E. . .	3,61	3,605	3,595	3,58	3,57	3,56	3,535	3,54

2) A. Gautier, Bull. Soc. d'Encour (5) 1. S. 1810. 1896.

3) W. Guertler u. G. Tammann, Ztschr. anorg. Chem. 52. S. 25. 1907.

Tabelle 10.

CuNi. 41,9 Proz. Ni.

Stäbchendicke = 1,1 mm. Eisenantikathode.

Korrektionstabelle für die α -Linien.

Intensität	A	A (korrig.)	φ	$\sin \varphi$	$\sin^3 \varphi$	$\frac{\sin^3 \varphi}{\Sigma h^3}$	$h k l$	2φ	$\sin 2 \varphi$	$\frac{\sin^3 \varphi}{\Sigma h^3}$	$\frac{\sin 2 \varphi}{\Sigma h^3} \cdot \frac{\sin^3 \varphi}{\Sigma h^3}$	$\left[\frac{\sin 2 \varphi}{\Sigma h^3} \right]^3$
2	45,5	44,4	25° 49	0,48035	0,1852	0,0617	111 β					
7	50,6	49,5	28° 42	0,47593	0,2265	0,0755	111	56° 84	0,88715	0,0755	0,27905	0,021068
1	52,6	51,5	28° 57	0,49349	0,2435	0,0809	200 β					
5	58,9	57,8	33° 18	0,54727	0,2995	0,0749	200	66° 36	0,91608	0,0749	0,22902	0,017154
2	77,9	76,8	44° 09	0,69579	0,4841	0,0805	220 β					
5	89,1	88,0	50° 52	0,77185	0,5957	0,0745	220	101° 04	0,98116	0,0745	0,12265	0,009137
4	97,0	95,9	55° 06	0,81975	0,6720	0,0611	311 β					
10	113,2	112,1	64° 36	0,90153	0,8127	0,0739	311	128° 72	0,78021	0,0739	0,07093	0,005242
6	122,9	121,8	69° 93	0,93927	0,8823	0,0735	222	139° 86	0,64466	0,0735	0,05337	0,003948
							Σ_a	0,3723	0,75502		0,056549	0,153297

Es wird $D_\alpha = 0,07329$, woraus $a = 3,578 \cdot 10^{-8}$ cm.

cznuzny¹⁾ und von Tafel.²⁾ Die Untersuchungen geben als Resultat, daß Kupfer und Nickel eine lückenlose Reihe von nichtmagnetisierbaren β -Mischkristallen bilden, welche sich bei der Abkühlung in eine Reihe magnetisierbarer α -Mischkristalle umwandelt.

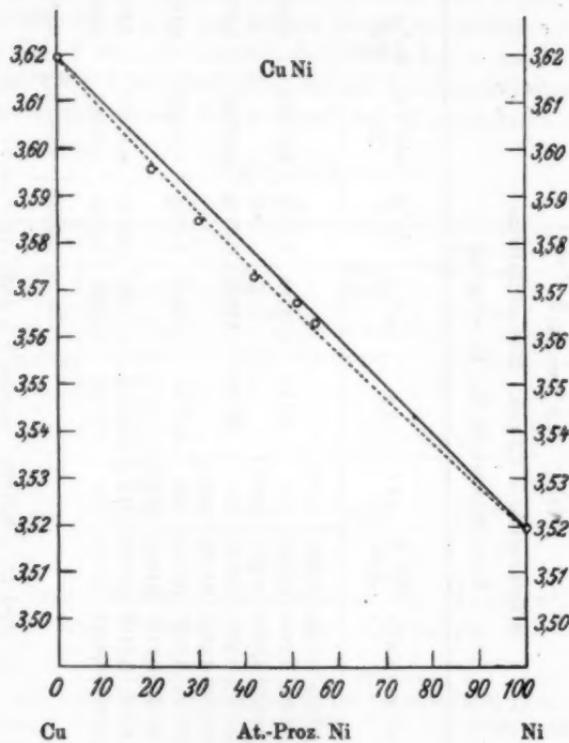


Fig. 9.

Die Struktur des Systems ist röntgenographisch von Bain³⁾ untersucht worden. Er hat das ganze System hindurch nur

1) N. S. Kurnakov u. S. F. Zemeznuzny, Ztschr. anorg. Chem. 54. S. 151. 1907.

2) Tafel, Metallurgie 45. S. 348. 1908.

3) W. Bain, Trans. Amer. Inst. Min. and Metallurg. Eng. 68. S. 625. 1925.

flächenzentrierte Gittertypen konstatiert. Numerische Werte für die Gitterparameter fehlen leider ganz, statt dessen hat er die gegenseitigen Lagen der verschiedenen Reflexionslinien in den Diagrammen graphisch dargestellt.

Über die Änderung des Gitters mit der Konzentration macht er folgende Aussage: „The alteration in lattice size, as measured from pattern change step by step, is almost too slight to be seen—yet the change is not quite linear, it is probably linear on an atomic per cent scale.“ Die Ergebnisse meiner eigenen Untersuchung gehen aus Fig. 9 und Tab. 11 hervor. Wie schon Bain gezeigt hat, kommen nur Gitter vom kubisch flächenzentrierten Typus vor; jedoch zeigt die Gitterkurve im Atomprozentdiagramm keinen vollkommen geradlinigen Verlauf, sondern hat mehr die Form einer schwach gekrümmten Kettenlinie (es kommt eine Kontraktion des Gitters vor).

Tabelle 11.

CuNi.

Atom-Proz. Ni	a (in Å.-E.)	Spez. Gew. (ber.)	Antikathode
0,0 % Ni	3,620	8,909	Fe
20,0 % "	3,596		Cu
30,2 % "	3,585		Fe
41,9 % "	3,573		Fe
50,9 % "	3,568		Fe
55,1 % "	3,563		Fe
100,0 % "	3,519	8,952	Fe

Das spez. Gewicht des Nickels ist nach Mc Keehan 8,953
(aus $a = 3,510 \cdot 10^{-8}$ cm berechnet).

Über den Zusammenhang zwischen Struktur und physikalischen Eigenschaften der Legierungen.

In direkter Anknüpfung an die Strukturuntersuchungen und besonders wohl bei den Metallegierungen stellt sich eine Frage von allergrößter Wichtigkeit und Interesse heraus, nämlich: „Ist irgendwelcher Zusammenhang zwischen der inneren Struktur und den Eigenschaften der Legierungen zu erkennen.“ Diese Frage ist noch wenig erörtert worden, was wohl dem geringen Tatsachenmaterial, das bis jetzt vorliegt, zuzuschreiben ist.

Mit Hinsicht zu den physikalischen Eigenschaften nehmen die Legierungen, wie bekannt, eine bemerkenswerte Sonderstellung ein. Das elementare Leitvermögen mancher Legierungen ist somit bedeutend geringer als das der reinen Metalle, von denen sie aufgebaut sind und ändert sich auf eine ganz andere Weise mit der Temperatur.

Durch umfassende Untersuchungen (Matthiessen u. a.) ist festgestellt worden, daß die binären Legierungen bezüglich ihrer elektrischen Leitfähigkeit sich in zwei Gruppen einordnen lassen. Bei der einen ändert sich die Leitfähigkeit angenähert linear mit der in Volumprozenten der einen Komponente ausgedrückten Zusammensetzung, bei der anderen erleidet die spezifische Leitfähigkeit jedes der beiden Metalle schon durch geringe Mengen des anderen eine starke Erniedrigung. Der letztere Typus ist charakteristisch bei Legierungsreihen, wo ununterbrochene Mischkristallbildung vorkommt. Diese Gruppe ist die sowohl aus theoretischem als auch aus physikalisch-technischem Gesichtspunkte die interessanteste (hierher gehören u. a. auch die Legierungsreihen, deren Struktur in dieser Arbeit untersucht worden ist). Die übrigen physikalischen Eigenschaften wie Härte, thermoelektrische Kraft, Wärmeleitungsvermögen usw. verlaufen in derselben Weise wie die elektrische Leitfähigkeit. Für das System Gold-Silber macht schon Rudolfi¹⁾ folgende bemerkenswerte Aussage: „Die elektrische Leitfähigkeit in Abhängigkeit von der Konzentration ergibt die bekannte U-förmige Kurve. Auch in dem Härtediagramm der Gold- und Silberlegierungen, das von Kurnakow und Zemczuzny²⁾ ausgearbeitet worden ist, ergibt sich für die Härte in Abhängigkeit von der Konzentration eine U-förmige Kurve, die allerdings weniger stark gekrümmmt ist, als die Leitfähigkeitskurve. Aus dem Diagramm der thermoelektrischen Messungen dieses Systems ersieht man, daß die thermoelektrische Kraftkurve ganz analog der elektrischen Leitfähigkeitskurve ist. Vergleicht man somit die Härte-, elektrische Leitfähigkeit- und die thermoelektrische Kurve miteinander, so erkennt man,

1) E. Rudolfi, *Ztschr. f. anorg. Chem.* 65. S. 65. 1910.

2) N. S. Kurnakow u. S. F. Zemczuzny, *Ztschr. f. anorg. Chem.* 60. S. 1. 1908.

daß die Zunahme der Härte, des elektrischen Widerstandes und der thermoelektrischen Kurve eng miteinander verknüpft sein müssen. — Theoretisch ist der Zusammenhang zwischen diesen drei Eigenschaften der Legierungen bis jetzt noch nicht geklärt; daß ein solcher vorhanden ist, ist wohl zweifellos.“

Nach der klassischen Elektronentheorie, wie sie ihre Gestaltung durch Lorentz u. a. erhalten hat, befindet sich im Innern der Metalle eine große Menge freier Elektronen, die sich mit großen Geschwindigkeiten in allen möglichen Richtungen bewegen. Sie erfüllen hier die Poren des festen Gerüstes, das von den ungeladenen Atomen und den positiv geladenen Restatomen des metallischen Leiters gebildet ist. Wegen der Kräfte, womit die Elektronen aufeinander und auch von seiten der Metallatome Einwirkung erleiden, werden die Bewegungsrichtungen und Geschwindigkeiten der Elektronen beständig verändert. In einem homogenen Metallstück, das überall dieselbe Temperatur hat, und das von äußeren Kräften keine Beeinflussung erleidet, ist die Geschwindigkeit der Elektronen im Mittel dieselbe in allen Richtungen. Legt man aber an die Enden des Metallstückes eine Potentialdifferenz an, so wird die Bewegung der Elektronen verändert, indem die Laufbahnen der einfachen Elektronen in die Richtung der Kraft Einwirkung erleiden. Es laufen jetzt durch ein Flächenelement im Laufe einer Zeiteinheit mehr Elektronen in der einen als in der entgegengesetzten Richtung, und zwar, da die Elektronen negative Ladung tragen, also dem Feld entgegenlaufen, mehr Elektronen in der dem Feld entgegengesetzten Richtung. Es kommt somit ein elektrischer Strom im Metall zustande. Ist die Temperatur innerhalb des Metalles nicht dieselbe, so werden die Geschwindigkeiten der Elektronen größer an Orten wo die Temperatur höher ist und es findet eine Wanderung von schnellen Elektronen in die Richtung der höheren zur niedrigen Temperatur statt, und von langsamen den entgegengesetzten Weg. Eine Temperaturdifferenz gibt somit auch Anleitung zu einem elektrischen Strom, weil aber die bewegten Elektronen immer kinetische Energie besitzen, entsteht zudem bei den Elektronströmungen eine Energieströmung (Wärmestrom).

Bei der theoretischen Behandlung der Elektronentheorie geht man von der Annahme aus, daß die Kräfte, die zwischen

den Metallatomen und den Elektronen wirken, außerordentlich stark mit dem Abstand variieren (mit einer Potenz des Abstandes). Schon geringe Veränderungen im Atomabstande (Gitterparameter) wirken somit beträchtlich auf das elektrische Leitvermögen ein.

Bei den Metall-Legierungen hat man, um speziell die Leitfähigkeitskurve erklären zu können, besondere Theorien [Lorenz¹⁾, Ostwald²⁾, Rayleigh³⁾ und Liebenow⁴⁾] aufgestellt, nach welchen die Legierungen nicht ganz homogen sind, sondern aus kleinen Kristallen von den Metallkomponenten aufgebaut sein sollten. Die Strukturuntersuchungen haben indessen diese Theorien nicht bestätigt.

Für die Annahme, daß die Kräfte zwischen die Metallatome und die Elektronen sich umgekehrt wie die n te Potenz des Abstandes verhalten, gilt für das Verhältnis (α) zwischen die Leitungsvermögen für Wärme (γ) und Elektrizität (σ)⁵⁾:

$$\alpha = \frac{\gamma}{\sigma} = \frac{2n}{n-1} \cdot \frac{k^2}{e^2} \cdot T,$$

wo k und e (Ladung des Elektrons) Konstante sind. T ist die absolute Temperatur.

Bei reinen Metallen ist hier $n = \infty$ zu setzen, was

$$\alpha = 2 \cdot \frac{k^2}{e^2} \cdot T,$$

den Lorenzschen Wert für α gibt. (Drude hat statt dessen: $\frac{9}{4} \cdot \frac{k^2}{e^2} \cdot T$, ein Wert, der sehr wenig von dem Lorenzschen abweicht.)

Diese fundamentale Gleichung enthält das Gesetz von Wiedemann-Franz: „Das Verhältnis der Leitfähigkeiten für Wärme und Elektrizität hat bei allen Metallen denselben Wert — und ist der absoluten Temperatur proportional“ (Gesetz von Lorenz).

Bei den Legierungen dagegen ist das Wiedemann-

1) L. Lorenz, Wied. Ann. 13. S. 600. 1881.

2) W. Ostwald, Ztschr. f. phys. Chem. 11. S. 520. 1893.

3) Lord Rayleigh, Nature 54. S. 153. 1896.

4) C. Liebenow, Ztschr. f. Elektrochem. 4. S. 201. 1897.

5) N. Bohr, Studier over metallernes elektrontheorie (Diss.), Kopenhagen 1911.

Franzsche Gesetz nur annähernd erfüllt. Nach Schulze¹⁾, der u. a. die Reihen PdAg und PdAu untersucht hat, erfolgen bei allen Mischkristallreihen die Abweichungen stets in demselben Sinn, daß nämlich die Wärmeleitfähigkeit nicht in demselben Grade verringert wird wie die elektrische Leitfähigkeit, so daß also der Quotient $\frac{\text{Wärmeleitfähigkeit}}{\text{elektr. Leitfähigkeit}}$ von dem für die reinen Metalle gültigen Wert mit steigendem Zusatz des anderen Metalles bis zu einem Maximum wächst. Besonders stark ist diese Zunahme bei den Palladium-Silberlegierungen.

Ein Diagramm für das Verhältnis $x = \frac{\gamma}{\sigma}$ in Abhängigkeit von der Konzentration der Legierungen würde denselben Kurventypus aufweisen, wie früher für die elektrische Leitfähigkeit, thermoelektrische Kurve, Härte usw. gefunden ist.

Vergleichen wir bei den bisher untersuchten lückenlosen Mischkristallreihen binärer Metalllegierungen die Kurven für z. B. elektrische Leitfähigkeit, thermoelektrische Kraft, Wärmeleitfähigkeit und Härte, mit den Gitterkurven derselben Legierungen werden wir eine auffallende Ähnlichkeit finden. Sowohl bei den AuAg- als auch bei den CuNi-Legierungen haben wir ja eine Kontraktion des Gitters konstatiert, welche sich im Diagramme, wo der Gitterparameter in Abhängigkeit von der Atomkonzentration angegeben ist, als eine mehr oder minder ausgeprägte U-förmige Kurve kennzeichnet. In einer früheren Arbeit²⁾) habe ich zusammen mit Sedström u. a. die Struktur der Reihe PdAu untersucht. Auch hier zeigt sich dieselbe Kontraktion wie sie schon damals bei den PdAg- und AuCu-Legierungen bekannt war.^{3) 4)} Diese Kontraktion des Gitters deutet zweifellos auf einen bedeutenden Zuwachs der Feldkräfte im Innern der Legierungen, was wiederum als eine Folge von den Hinzukommen der fremden Atome anzusehen ist. Nehmen wir jetzt an, daß auch in den Metalllegierungen analoge Verhältnisse wie für die reinen Metalle nach der Elektronentheorie herrschen, erklärt sich durch das Vorhanden-

1) F. Schulze, Ph. Ztschr. 12. S. 1028. 1911.

2) S. Holgersson u. E. Sedström, Ann. d. Phys. 75. S. 143. 1924.

3) Phys. Rev. 20. S. 424. 1922.

4) E. Bain, Chem. Met. Eng. 28. S. 21. 1928; vgl. auch: Wyckoff, The Structure of Crystals, S. 260. New York 1924.

sein der größeren Kraftfelder die so charakteristische geringere elektrische Leitfähigkeit als eine Folge von den größeren Widerstand gegen die Bewegungen der Elektronen. Nun wirken aber auch diese Kraftfelder stärker auf die langsamen als auf die schnellen Elektronen ein, was zur Folge hat, daß die Wärmeleitung in relativ geringerem Grade als die Elektrizitätsleitung herabgesetzt wird (vgl. S. 53, die Untersuchungen von Schulze). Auch der Temperaturkoeffizient der elektrischen Leitfähigkeit ist größer zu erwarten in den Legierungen wie in reinen Metallen.¹⁾ Zuletzt läßt sich auch die Zunahme der Härte als eine Folge von der stärkeren Atomkräfte und der damit bedingten dichteren Packung des Gitters erklären.

Anmerkung. Es darf hier erwähnt werden, daß Versuche von Kamerlingh-Onnes²⁾ ergeben haben, daß der Widerstand der Metalle bei sehr tiefen Temperaturen, die in der Nähe von dem absoluten Nullpunkt liegen, praktisch gleich Null ist. In diesen tiefen Temperaturgebieten verliert auch das Wiedemann-Franzsche Gesetz seine Gültigkeit, wie es Lees³⁾ und Meissner⁴⁾ erwiesen haben. Um diesen Verhältnissen eine Klärung zu geben, sind spezielle Theorien u. a. von Wien⁵⁾, Lindemann⁶⁾ und Haber⁷⁾ ausgearbeitet worden. Wien nimmt an, daß die Elektronen am Wärmegleichgewicht nicht teilnehmen, sondern eine von der Temperatur unabhängige Geschwindigkeit besitzen. Nach Lindemann und auch Haber bilden auch die Elektronen in einem Metalle ein Gitter und die Elektrizitätsleitung kommt hier dadurch zustande, daß dieses Elektronengitter sich als nahezu starres Ganzes gegen das Atomgitter verschiebt und so durch das Metall wandert.

1) Siehe weiter hierüber N. Bohr, Studier over metallernes elektrontheorie (Diss.), Kopenhagen 1911.

2) Kamerlingh-Onnes, Leiden Communicat 119. S. 22. 1911.

3) C. Lees, Phil. Trans. 208. S. 381. 1908.

4) W. Meissner, Ann. d. Phys. 47. S. 1001. 1915.

5) W. Wien, Berl. Ber. S. 184. 1918.

6) F. Lindemann, Phil. Mag. 29. S. 127. 1915.

7) F. Haber, Berl. Akad. Ber. S. 506. 1919.

**3. Theorie der Lichtemission nach dem Modell
von Rutherford-Bohr;
von J. Palacios.¹⁾**

Erster Teil.

I. Die Theorie von Bohr geht nicht auf den Mechanismus der Aussendung strahlender Energie ein, sondern betrachtet allein den Zustand des Atoms vor und nach dem Vorgang der Emission und sagt weder etwas über seine Dauer noch darüber aus, ob der ausgesandte Wellenzug gedämpft ist oder nicht. Die gewöhnlichen spektroskopischen Beobachtungen können uns nur wenig Kenntnis davon verschaffen, was in dem lichtaussendenden Atom vor sich geht, da sie sich auf die schon gebildete Strahlung beschränken, die sich im Äther ausbreitet und von einer großen Zahl von Atomen herrührt. Es ist erforderlich auf die Experimente zurückzukommen, welche die Wellen sozusagen im Moment ihrer Entstehung erfassen. In dieser Hinsicht sind mehr oder weniger nützlich alle Messungen der Abklingungszeit des Leuchtens und besonders die Versuche von Wien²⁾ an Kanalstrahlen.

Wien erzeugt Kanalstrahlen, die, nachdem sie die Kathode durchsetzt haben, durch einen engen Spalt gehen und dann in einen Raum eintreten, in welchem durch parallel geschaltete Diffusionspumpen ein so niedriger Druck aufrecht erhalten wird, daß die Atome der Kanalstrahlen keine merklichen Zusammenstöße mehr erleiden. Die Atome sind vor dem Durchgang durch den Spalt teilweise zum Leuchten erregt, so daß sich ein stationärer Zustand herausgebildet hat, und nach dem Eintritt in das hohe Vakuum leuchten sie, ohne daß neue Anregungen erfolgen, weiter bis alle Elektronen sich nach der innersten Bahn zurückgegeben haben. So erhält man in dem hohen Vakuum noch einen leuchtenden Strahl auf etwas über

1) Teilweise veröffentlicht in den *Anales de la Sociedad Española de Física y Química* 23. S. 259. 1925.

2) W. Wien, Ann. d. Phys. 60. S. 597. 1919; 66. S. 229. 1920.

1 cm Länge bei Wasserstoffstrahlen. Dieser Strahl wird an Stelle des Spalts in einem Spektrographen abgebildet, so daß auf der photographischen Platte für jede Spektrallinie ein getrenntes Bild des Strahls entsteht. Durch eine besondere Anordnung wird ein Vergleichsspektrum aufgenommen, dessen Linien auf ihrer Länge eine nach der Exponentialfunktion abnehmende Intensität haben, so daß es möglich ist, die Abnahme der Intensität des Kanalstrahls mit der Entfernung vom Spalt für jede Linie zu bestimmen. Das Ergebnis der Beobachtungen ist, daß, abgesehen von den dem Spalt unmittelbar benachbarten Teilen des Strahls die Lichtintensität für die einzelnen Spektrallinien nach der Exponentialfunktion abnimmt. Es hat daher den Anschein, als ob sich bei der Emission ein gedämpfter Wellenzug ausbildet. Indessen ist der beobachtete Vorgang tatsächlich sehr verwickelt. Das, was unmittelbar gemessen wird, ist nicht die Dämpfung eines von einem einzelnen Atom ausgesandten Wellenzuges, sondern das Ergebnis von Vorgängen, bei denen zusammenkommen erstens die Zahl der Wasserstoffatome, die beim Verlassen der Kapillare ihr Elektron in einer bestimmten Bahn haben, dann die Verweilzeit in dieser Bahn, die Wahrscheinlichkeit, daß ein Elektron von der Bahn in eine bestimmte andere übergeht usw.

Mie¹⁾) hat eine Theorie der Vorgänge gegeben unter der Annahme, daß der durch den Übergang eines Elektrons ausgesandte Wellenzug nach einem vorläufig unbestimmten Gesetz gedämpft ist und daß die Zahl der Atome, die in einem gegebenen Augenblick zu strahlen beginnen, proportional der Zahl der erregten Atome ist. Auf diese Weise kann er die exponentielle Abnahme des Leuchtens erklären und auch die Abweichungen in der unmittelbaren Nachbarschaft des Spalts. Indessen ist die Darstellung Mies nur qualitativ und sie hat den Nachteil, daß nur die Elektronenübergänge berücksichtigt werden, die gerade die betrachtete Spektrallinie hervorbringen, während alle andern außer Betracht bleiben.

Wir wollen jetzt eine neue Theorie vortragen, welche die Ergebnisse von Wien zu erklären gestattet auf Grund einer von den Mieschen Vorstellungen verschiedenen Hypothese.

1) G. Mie, Ann. d. Phys. 66. S. 237. 1921.

II. Wir nennen die Dauer der Lichtaussendung k , die Zeit, welche verstreicht von dem Beginn bis zum Ende der Erzeugung strahlender Energie und von dem Übergang eines Elektrons verursacht wurde. Diese Zeit mißt auch die Dauer des Vorübergangs des Wellenzugs an einem ruhenden Beobachter.

Außerdem haben wir zu unterscheiden die Dauer des Elektronenübergangs. Diese Übergangszeit kann naturgemäß viel kleiner sein wie die Emissionsdauer, ähnlich wie der gegen eine Glocke geführte Schlag viel kürzere Zeit dauert als die Aussendung der Schallwellen.

Wir stellen jetzt folgende Hypothesen auf:

1. Wenn ein Elektron von einer Bahn zur andern übergeht, so wird ein Wellenzug erzeugt, der *nicht* gedämpft ist.

2. Die Elektronen verweilen einige Zeit in stationären Bahnen und ihr Übergang in innere Bahnen vollzieht sich nach den Gesetzen der Wahrscheinlichkeit.

Aus der ersten Annahme kann man eine interessante Folgerung ziehen.

Sei ε die Energie *einer* Welle des endlichen Wellenzugs und n ihre Anzahl. Wir haben dann nach Bohr

$$n \varepsilon = h \nu,$$

Ist nun k die Emissionsdauer, so ist

$$(1) \quad n = k \nu,$$

also

$$(2) \quad k \varepsilon = h.$$

Die Emissionsdauer hat hiernach eine bestimmte Größe

$$(3) \quad k = \frac{h}{\varepsilon}.$$

Aus der Tatsache, daß man Interferenzen bei einem Gangunterschied von einer Million Wellen haben kann, leiten wir ab, daß für H_a die Emissionsdauer größer ist als $3,3 \cdot 10^{-9}$ Sek.

III. Vor dem Spalt herrscht ein stationärer Zustand, d. h. es gehen in einer bestimmten Zeit ebenso viele Elektronen in eine bestimmte Bahn hinein wie aus ihr heraus.

Die Zahlen $\bar{N}_1, \bar{N}_2, \bar{N}_3 \dots \bar{N}_n$ der Atome, die ein Elektron in der 1., 2., 3. ... n ten Bahn tragen, sind konstant. Nach dem Verlassen des Spalts werden keine Elektronen mehr nach

den äußeren Bahnen getrieben, sondern alle gehen nach den inneren Bahnen bis sie in der innersten enden.

Die Zahlen N sind nicht mehr konstant und nach der zweiten Hypothese ist während der Zeit dt

$$(4) \quad dN_i = -\alpha_i N_i dt.$$

Würden aus der i ten Bahn nur Elektronen herausgehen, so wäre

$$(5) \quad N_i = \bar{N}_i e^{-\alpha_i t},$$

da $N = \bar{N}_i$ für $t = 0$ sein soll. Je kleiner α_i ist, um so stabiler ist die Bahn.

$$(6) \quad \tau_i = \frac{1}{\alpha_i}$$

können wir die *Verweilzeit* nennen.

Anstatt der Zeit können wir zweckmäßiger die Entfernung vom Spalt x einführen und die Geschwindigkeit v der Kanalstrahlen:

$$(7) \quad x = vt,$$

$$(8) \quad \frac{\alpha_i}{v} = \gamma_i,$$

$$(9) \quad N_i = \bar{N}_i e^{-\gamma_i x}.$$

Ebenso können wir anstatt k setzen

$$(10) \quad \delta = v k,$$

und für die Dauer des Übergangs k' setzen wir

$$\delta' = v k'.$$

IV. Wir wollen jetzt die Zahl der Atome N_i berechnen, welche durch den Querschnitt des Kanalstrahls in der Entfernung x vom Nullpunkt (Ort des Spalts) gehen und ihr Elektron in die Bahn i bringen. In dem allgemeinsten Fall setzt sich die Änderung von N_i in der Zeit dt zusammen aus zwei Teilen:

1. aus einer Verminderung, die hervorgebracht wird durch die Übergänge, die in der Bahn i beginnen und in weiter innen liegenden Bahnen enden, und

2. aus einer Vermehrung, die von Übergängen herröhrt, die in äußeren Bahnen beginnen und in der Bahn i enden. Für die Durchführung der Rechnung muß man beachten, daß ein Übergang da endet, wenn das Atom in der Entfernung x

sich befindet, in der Entfernung $x - \delta'_{j,i}$ begonnen hat, wo $\delta'_{j,i}$ der Weg $v k'_{j,i}$ ist, den das Elektron durchläuft, während der Übergang von der Bahn j bis zur Bahn i stattfindet.

Man hat also

$$(11) \quad dN_i = -\gamma_i N_i dx + \sum_{j=i+1}^u P_{ji} \gamma_j \tilde{N}_j dx .$$

Hier bezeichnet $P_{j,i}$ die Wahrscheinlichkeit, daß ein in der Bahn j beginnender Übergang in der Bahn i endet. Der Stern (*) deutet an, daß der Wert \tilde{N}_j dem Punkt $x - \delta_{j,i}$ entspricht.

(11) ist ein System von Differentialgleichungen mit den Nebenbedingungen

$$(12) \quad \text{für } x = 0, \quad N_i = \bar{N}_i, \quad dN_u = -\gamma_u N_u dx .$$

Die erste dieser Gleichungen bedeutet, daß bei $x = 0$ der stationäre Zustand beginnt und die zweite, daß die Bahn u keine Elektronen mehr von äußeren Bahnen empfängt.

Das Integral der letzten Gleichung ist

$$N_u = \bar{N}_u e^{-\gamma_u x} .$$

Setzt man diese in die nächste Gleichung ein, so lassen sich alle Gleichungen nacheinander integrieren und wir erhalten

$$(13) \quad \bar{N}_i = B_i e^{-\gamma_i x} + \sum_{l=i+1}^u A_{l,i} e^{-\gamma_l x},$$

wobei

$$(14) \quad \begin{cases} A_{l,i} = \frac{1}{\gamma_i - \gamma_l} \left\{ P_{li} \gamma_l B_l e^{\gamma_l \delta'_{li}} + \sum_{m=i+1}^{l-1} P_{mi} \gamma_m A_{lm} e^{\gamma_l \delta'_{mi}} \right\}, \\ B_l = \bar{N}_l - \sum_{m=l+1}^u A_{ml} \end{cases}$$

sind. Dabei ist $A_{mi} = 0$ wenn $m \geq l$.

V. Nach der ersten Hypothese haben alle Wellen, die durch Übergänge zwischen gleichen Bahnen entstehen, gleiche Energie ϵ . Die Intensität der Strahlung ist daher proportional der Zahl der Übergänge gleicher Art.

Ferner ist δ die Strecke, die das Atom zurücklegt, während der Wellenzug ausgestrahlt wird.

Wir müssen nun zwei Fälle unterscheiden. Im ersten Fall:

$$x < \delta, \quad \overbrace{\delta-x}^0 \quad \overbrace{x}^0 \quad \overbrace{\delta}^0.$$

Das Aussenden des Wellenzugs beginnt bei $\delta - x$ jenseits des Spalts. Auf der Strecke $\delta - x$ herrscht daher noch der stationäre Zustand, während auf der Strecke von 0 bis x im hohen Vakuum Abklingen erfolgt. Wir haben also für die Intensität

$$(15) \quad \left\{ \begin{array}{l} x < \delta, \quad J_{ip} = \int_0^{\delta-x} \gamma_i P_{ip} \bar{N}_i d\xi + \int_0^x \gamma_i P_{ip} N_i dx \\ \qquad \qquad \qquad = \gamma_i P_{ip} \bar{N}_i (\delta - x) + P_{ip} \left\{ B_i (1 - e^{-\gamma_i x}) \right. \\ \qquad \qquad \qquad \qquad \qquad \qquad \left. + \gamma_i \sum_{l=i+1}^u \frac{A_{il}}{\gamma_l} (1 - e^{-\gamma_l x}) \right\}. \end{array} \right.$$

Im zweiten Fall $x > \delta$ $\overbrace{x-\delta}^0 \quad \overbrace{\delta}^0 \quad \overbrace{x}^0$

beginnt das Aussenden erst im Abstand $x - \delta$ diesseits des Spalts, das heißt, schon im hohen Vakuum:

$$(16) \quad \left\{ \begin{array}{l} x > \delta, \quad J_{ip} = \int_{x-\delta}^x \gamma_i P_{ip} N_i dx \\ \qquad \qquad \qquad = P_{ip} \left\{ B_i (e^{\gamma_i \delta} - 1) e^{-\gamma_i x} + \gamma_i \sum_{l=i+1}^u \frac{A_{il}}{\gamma_l} (e^{\gamma_i \delta} - 1) e^{-\gamma_l x} \right\}. \end{array} \right.$$

Die Intensitätskurve wird hiernach durch zwei Funktionen ausgedrückt die für $x = \delta$ ineinander übergehen.

VI. Wir wollen nun die Theorie auf den einfachsten Fall anwenden. Es ist das der Fall, wenn der Übergang in einer Bahn i beginnt, welche keine Elektronen aus äußeren Bahnen erhält.

Man kann erwarten, daß dies der Fall sei bei der Linie H_γ , denn keine der bekannten Wasserstoffserien wird erregt durch Übergänge, die in der vierten Bahn enden.

In diesem Fall ist $P_{ii} = 0$ und $A_{ii} = 0$.

Die Gleichungen (15) und (16) werden dann

$$(17) \quad x < \delta \quad J_{ip} = \gamma_i P_{ip} \bar{N}_i (\delta - x) + P_{ip} \bar{N}_i (1 - e^{-\gamma_i x}),$$

$$(18) \quad x > \delta \quad J_{ip} = P_{ip} \bar{N}_i (e^{\gamma_i \delta} - 1) e^{-\gamma_i x},$$

oder bei Weglassung eines konstanten Faktors

$$(19) \quad x < \delta \quad J_{ip} = \frac{\gamma_i}{e^{\gamma_i \delta} - 1} (\delta - x) + \frac{1}{e^{\gamma_i \delta} - 1} (1 - e^{-\gamma_i x}),$$

$$(20) \quad x > \delta \quad J_{ip} = e^{-\gamma_i x}.$$

Wir haben also für $x > \delta$ eine Exponentialfunktion, während man zwischen $x = 0$ und $x = \delta$ eine Funktion hat, die von der Exponentialfunktion abweicht.

Für $x = 0$ ist wie bei Mie $\frac{dJ_{ip}}{dx} = 0$, J_{ip} hat dort ein Maximum. Die Funktionen sind vollständig durch die beiden Parameter δ und γ_i bestimmt. Setzen wir $\gamma_i = 1,38$, $\delta = 0,5$ cm, so erhalten wir die Kurve Fig. 1. Die ausgezogene Linie ist die theoretische Kurve, die Punkte \odot sind die aus den Be-

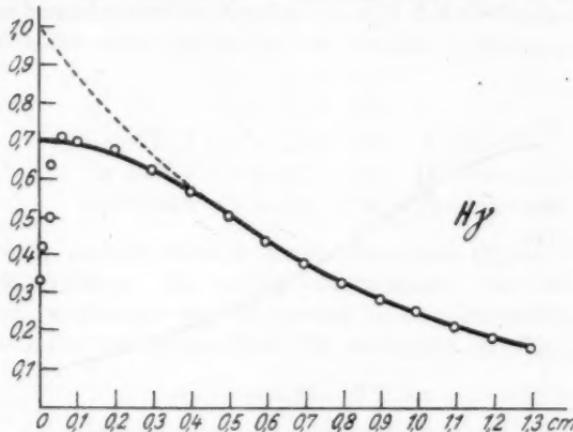


Fig. 1.

obachtungen von W. Wien abgeleiteten, die gestrichelte Kurve ist die Kurve $e^{-1,38x}$. Die Übereinstimmung ist durchaus befriedigend.

VII. Wenn man dieselbe Formel auf die Linie $H\beta$ anwendet, so findet man, daß in dem Gebiet $x < \delta$ die theoretische Kurve erheblich unter der experimentell gefundenen verläuft. Dieser Mangel an Übereinstimmung kann uns nicht überraschen, weil die Linie $H\beta$ durch Übergänge erzeugt wird, die in der Bahn 4 beginnen, und in diese fallen alle Elektronen, die die ultrarote Serie von Brackett erzeugen. Man muß daher die allgemeineren Formeln (15) und (16) anwenden. Wir erhalten in diesem Falle

$$x < \delta \quad J_{4,2} = \gamma_4 P_{4,2}(A_{5,4} + B_4)(\delta - x) \\ + P_{4,2} \left\{ B_4 (1 - e^{-\gamma_4 x}) + \frac{\gamma_4}{\gamma_5} A_{5,4} (1 - e^{-\gamma_5 x}) \right\},$$

$$x > \delta \quad J_{4,2} = P_{4,2} \left\{ B_4 (e^{\gamma_4 \delta} - 1) e^{-\gamma_4 x} + \frac{\gamma_4}{\gamma_5} A_{5,4} (e^{\gamma_5 \delta} - 1) e^{-\gamma_5 x} \right\}.$$

Da nun für $x > \delta$ die Kurve eine reine Exponentialfunktion sein soll, muß entweder $\gamma_4 = \gamma_5$ oder $\gamma_4 > \gamma_5$ sein. Im ersten Fall ist, wenn wir $J_{4,2}$ mit (20) durch Hinzufügen eines konstanten Faktors in Übereinstimmung bringen

$$J_{4,2} = \frac{\gamma_4 \delta}{e^{\gamma_4 \delta} - 1} \quad \text{für } x = 0.$$

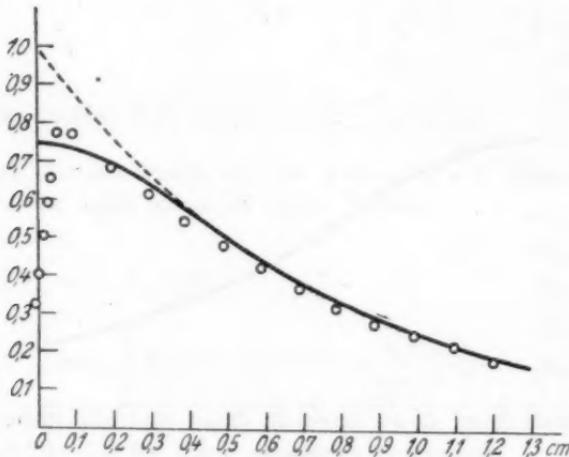


Fig. 2.

Da jetzt $\gamma_4 = 1.38 = \gamma_i$ sein soll, so würde $J_{4,2}$ mit (19) übereinstimmen; da es aber nach der experimentellen Kurve höher liegen soll, so muß $\gamma_4 > \gamma_5$ sein.

Wir erhalten eine Kurve, welche sich der experimentell gefundenen ganz gut anschließt, wenn wir setzen

$$\gamma_5 = 1.38; \quad \delta = 0.5; \quad \gamma_4 = 10; \quad A = 0.139; \quad B = 0.011.$$

Die ausgezogene Linie ist die theoretische Kurve, \odot die beobachteten Werte, die punktierte Linie ist die Kurve $e^{-1.38 x}$ (Fig. 2).

Wenn die Kurven auch nicht so gut übereinstimmen wie im Falle von $H\gamma$, so muß hier beachtet werden, daß außer den betrachteten noch andere Übergänge mitspielen können.

Wenn die Beobachtungen ergeben, daß γ_4 erheblich größer als γ_5 ist, so bedeutet diese Tatsache, daß die Bahn 5 viel stabiler ist als 4. Die Elektronen, die dieser Bahn den Übergang beginnen, halten sich nur ganz kurze Zeit in ihr auf und haben daher dieselbe Dämpfung, als wenn sie in der Bahn 5 begonnen hätten. Die Bahn 4 reicht ihre Elektronen sogleich weiter, sobald sie sie von der Bahn 5 empfängt.

VIII. Neuerdings hat Wien¹⁾ seine Messungen auf einige Linien des Heliums und des Quecksilbers ausgedehnt. Er ist zu dem bemerkenswerten Ergebnis gelangt, daß alle beobachteten Linien außer einer Quecksilberlinie dieselbe Abklingung haben.

H_a	$v\gamma = 5,40 \cdot 10^7$
H_β	$v\gamma = 5,40 \cdot 10^7$
He 4471,7	$v\gamma = 5,42 \cdot 10^7$
Hg 4538,3	$v\gamma = 5,5 \cdot 10^7$
Hg 2536,5	$v\gamma = 1,0 \cdot 10^7$
	I. Nebenserie
	II. Nebenserie
	Kombinationsserie

Nach unserer Theorie lassen sich diese Ergebnisse sehr einfach erklären. Es genügt anzunehmen, daß bei allen Atomen, wenigstens vom Wasserstoff bis zum Quecksilber, eine äußere Bahn von großer Stabilität vorhanden ist, für die

$$\tau = \frac{1}{v\gamma} = 1,85 \cdot 10^{-8} \text{ sec}$$

ist, und welche die Rolle eines Vorratsraums der Elektronen hat. Diese fallen in innere Bahnen und rufen die Aussendung verschiedener Spektrallinien hervor. Die inneren Bahnen haben eine viel kleinere Stabilität als die Vorratsbahn und verlieren ihre Elektronen in dem Maße, wie sie sie gewinnen. Man mißt daher in den Kanalstrahlen immer die Stabilität der Vorratsbahn. Diese Vorratsbahn bleibt nahe unverändert bis zum Quecksilber. Es folgt also, daß es die siebente Bahn oder eine noch weiter außen liegende sein muß. Außerdem wird die Tatsache, daß ihre Stabilität nicht beeinflußt wird trotz der zunehmenden Verwickelung des Atombaus, beweisen, daß

1) W. Wien, Ann. d. Phys. 73. S. 483. 1924.

die Bahn eine nicht eindringende ist. Bei der großen Stabilität der Vorratsbahn muß diese in einem gegebenen Augenblick und in einer großen Zahl der Atome fast alle Elektronen der erregten Atome enthalten. Um die Aussendung der Linie II, zum Beispiel hervorzurufen, müssen die Elektronen zunächst in die 5. Bahn gelangen, entweder unmittelbar oder mit einander folgenden Sprüngen. Diese vorausgehenden Sprünge geben Spektrallinien, deren Wellenlänge zu groß ist, um beobachtet zu werden.

Beim Quecksilber findet man die Kombinationslinie 2536,5 mit einer Abklingung, die fünfmal kleiner ist als die bei den anderen Linien beobachtete. Dies zeigt uns beim Quecksilber das Vorhandensein einer zweiten Vorratsbahn, die fünfmal stabiler ist als die erste.

IX. Zunächst könnte es überraschend erscheinen, daß die Stabilität in den äußeren Bahnen größer sein soll. Indessen hat Wentzel bemerkt, daß dies Verhalten durchaus mit dem Korrespondenzprinzip übereinstimmt.

Betrachten wir so weit außen liegende Bahnen, daß für sie nach dem Korrespondenzprinzip klassische und Quantentheorie übereinstimmen. Ferner möge für eine große Zahl N von Atomen nach der Erregung die Elektronen sich in einer solchen Bahn befinden. Nach der klassischen Theorie ist die in der Sekunde ausgestrahlte Energie¹⁾

$$(I) \quad \frac{2}{3} N \frac{e^8 \dot{v}^2}{c^8} = A \frac{N}{n^8},$$

wo A eine Konstante und n die Hauptquantenzahl der betrachteten Bahn sind. Wenn τ der Grad der Stabilität ist, so wird die Zahl der fortgehenden Elektronen in der Sekunde N/τ sein und die ausgestrahlte Energie

$$\frac{N}{\tau} h v_{(\text{quantenth.})}$$

oder nach dem Korrespondenzprinzip

$$\frac{N}{\tau} h v_{(\text{klassisch})} \cdot \Delta n = \frac{N}{\tau} h \frac{2R}{n^8} \Delta n,$$

wo Δn der mittlere Unterschied ist zwischen der betrachteten Bahn und der, wohin die Elektronen übergehen.

1) A. Sommerfeld, Atombau u. Spektrallinien. 4. Aufl. S. 28, 105 u. 329.

Im einfachsten Fall ist $\Delta n = 1$. Wir haben dann für die ausgestrahlte Energie

$$(II) \quad \frac{B N}{\tau n^5}.$$

Aus (I) und (II) folgt $\tau = c n^5$, d. h. *in den äußeren Bahnen ist die Stabilität proportional der fünften Potenz der Quantenzahl.*

Man kann dies Ergebnis aus der einfachen Anschauung gewinnen. Die Zeit des Umlaufs nimmt mit der dritten Potenz der Quantenzahl zu. In den äußeren Bahnen machen die Elektronen eine geringere Zahl von Umläufen und die Atome gehen daher seltener durch nichtstabile Zustände. Dies erklärt, weshalb die Stabilität der äußeren Bahnen größer ist.

X. Man kann daher die Messungen Wiens darstellen, indem man sowohl für γ wie für δ dieselben Werte bei den Linien $H\beta$ und $H\gamma$ annimmt.

Wir wollen nun voraussetzen, daß dies eine allgemeine Tatsache sei, d. h. daß alle lichtaussendenden Vorgänge im Atom dieselbe Dauer $k = \frac{\delta}{v}$ haben. Dann kann man unmittelbar aus der Gleichung (3) folgern, daß alle Wellen jede Frequenz dieselbe Energie ϵ mit sich führen.

Aus dieser Hypothese folgt, daß das Plancksche Wirkungs-element \hbar sich als Produkt zweier universeller Konstanten darstellt: eines Zeit- und eines Energiequantums. Das erste ist die Zeitedauer, die der Vorgang der Lichtaussendung braucht oder, was dasselbe sagt, die Zeit, welche der ausgesandte Wellenzug braucht, um an einem ruhenden Beobachter vorüberzuziehen. Das zweite ist die von einer Welle des Wellenzugs mitgeführte Energiemenge.

Nach den Messungen von Wien kann man angenähert die Werte von k und ϵ berechnen. In der Tat ist bei 4500 Volt Entladungsspannung die Geschwindigkeit der Kanalstrahlen $v = 3,68 \cdot 10^7$ cm/sec. Andererseits haben wir $\delta = 0,5$ cm gefunden. Also

$$k = \frac{0,5}{3,68} \cdot 10^7 = 1,4 \cdot 10^{-8} \text{ sec}$$

in Übereinstimmung mit der unteren Grenze, die man bei der Betrachtung der Interferenzen erhält.

Für ε hat man

$$\varepsilon = \frac{h}{k} = \frac{6,55 \cdot 10^{-27}}{1,4 \cdot 10^{-8}} = 4,7 \cdot 10^{-19} \text{ Ergs.}$$

Für die Verweilzeit ergibt sich

$$\tau = \frac{1}{v \gamma},$$

also für die fünfte Bahn

$$\tau_5 = \frac{1}{3,63 \cdot 1,38} x \cdot 10^{-7} = 2 \cdot 10^{-8} \text{ sec.,}$$

für die vierte Bahn

$$\tau_4 < \frac{1}{3,63 \cdot 10} x \cdot 10^{-7} = 0,27 \cdot 10^{-8} \text{ sec.}$$

Zusammenfassung.

1. Wenn man annimmt, daß die Lichtaussendung eines Atoms nicht gedämpfte Wellenzüge hervorbringt und daß die Übergänge der Elektronen durch die Gesetze des Zufalls bestimmt werden, so läßt sich eine Theorie entwickeln, die die Messungen Wiens des von Kanalstrahlen ausgesandten Lichts befriedigend darstellt.

2. Aus dieser Theorie und den experimentellen Messungen folgt, daß bei der Erzeugung der Linien H_β und H_γ die Dauer der Ausstrahlung dieselbe ist. Wenn man dies Ergebnis verallgemeinert, so zeigt sich, daß die Wirkungskonstante h von Planck betrachtet werden kann als ein Produkt zweier universeller Konstanten, eines Zeitquants und eines Energiequants, deren Größenordnung berechnet werden kann.

3. Die in Frage stehende Theorie in Verbindung mit den Messungen Wiens führen zu der Annahme, daß im Atom eine oder mehrere Vorratsbahnen für Elektronen bestehen, die entfernt vom Kern liegen und der größten Stabilität entsprechen.

Zweiter Teil.

Die Betrachtungen des ersten Teils haben keine Rücksicht genommen auf störende Zusammenstöße, welche die zum Leuchten angeregten Atome erfahren. Nach der Theorie von W. Wien¹⁾ können solche Störungen auf zwei verschiedene Weisen erfolgen. Zunächst kann ein Elektron, das durch die

1) W. Wien, Ann. d. Phys. 70. S. 1. 1923; 76. S. 109. 1925.

Anregung auf eine bestimmte Bahn gebracht ist und hier während der Verweilzeit bleibt, durch einen neuen Zusammenstoß aus dieser Bahn getrieben werden bevor es zur Aussendung von Licht gekommen ist. Dann kann, wenn außer der Verweilzeit eine endliche Abklingungszeit vorhanden ist, eine Störung durch einen Zusammenstoß während dieser eintreten, so daß hier die ausgesandte Welle abgebrochen würde, bevor ein vollständiges Energieelement $h\nu$ ausgesandt ist. Diese störenden Zusammenstöße werden mit zunehmendem Druck des Gases in demselben Verhältnis zahlreicher, gerade so wie die Zahl der lichterregenden Zusammenstöße proportional dem Druck zunimmt. Diese letzteren bedingen eine Zunahme des Leuchtens, während die Störungen eine Abnahme verursachen. Wenn nun entweder die Verweilzeit oder die Abklingungszeit sehr klein ist, so kommt nur die eine Art der störenden Zusammenstöße in Betracht. Dann wird die Zunahme des Leuchtens infolge der Drucksteigerung bei genügend hohen Drucken durch die Abnahme, welche durch die Störungen verursacht wird, gerade kompensiert und dann wird bei hohen Drucken das Leuchten der Atome vom Druck unabhängig sein. Sind aber Verweilzeit und Abklingungszeit beide so groß, daß keine von beiden vernachlässigt werden kann, so müssen sich beide Arten der störenden Zusammenstöße geltend machen und dann wird von einem bestimmten Druck an die Abnahme des Leuchtens infolge der Zusammenstöße größer sein als die Zunahme durch die verstärkte Licherregung. Das Leuchten der Atome muß bei zunehmendem Druck zunächst zunehmen, einen größten Wert erreichen und dann wieder auf Null sinken.

Die Beobachtungen von W. Wien¹⁾ an H_a bei Drucken bis zu nahe 8 mm, in welchem die Kanalstrahlen verliefen, ergaben kein Herabsinken des Leuchtens sondern ein Konstantwerden von etwa 1,5 mm ab. Er folgerte hieraus, daß entweder Verweilzeit oder Abklingungszeit so klein ist, daß sie bei den gemachten Beobachtungen vernachlässigt werden kann.

Hiermit stimmen die Betrachtungen des ersten Teils insofern nicht überein, als dort ebenso wie bei G. Mie sowohl eine endliche Verweilzeit als auch eine nicht zu vernachlässigende

1) W. Wien, Ann. d. Phys. 76. S. 109. 1925.

Abklingungszeit eingeführt werden. Die Beobachtungen von W. Wien in der Nachbarschaft des Orts, wo die Kanalstrahlen ins hohe Vakuum eindringen, auf die sich die Betrachtung von Mie und die des ersten Abschnitts stützen, und seine neuen Messungen, welche ein Konstantwerden der Lichtemission ergeben, sind zunächst nicht miteinander vereinbar und müssen durch weitere Versuche geprüft werden.

Ausbreitung eines Kanalstrahls in einem Gase.

I. Stationärer Zustand.

Wir nehmen mit Wien an, daß die Licherregung bei Atomen in einem Kanalstrahl nur durch Zusammenstöße bedingt ist mit ruhenden Molekülen des Gases und wir machen die folgenden Annahmen über die Vorgänge über die aus einem engen Spalt austretenden Kanalstrahlen.

Es mögen N geladene Atome in der Sekunde durch den Querschnitt gehen. Einige werden bald ein Elektron aufnehmen, das bald auf die noch freie letzte Bahn übergehen wird, entweder unmittelbar oder in einzelnen Stufen. Nach Zurücklegen einer bestimmten Strecke wird ein Teil der N geladenen Atome das ihnen fehlende Elektron aufgenommen haben, das sich dann in einer stationären Quantenbahn befindet. Gleichzeitig stoßen die Atome mit den Molekülen des Gases zusammen, wodurch ein Elektron auf eine äußere Bahn gehoben oder ganz vom Atom entfernt werden kann. Im ersten Falle haben wir erregte, im zweiten geladene Atome.

Wir berechnen jetzt die Zahl der Atome, welche in der Sekunde durch den Querschnitt gehen, während ihr Elektron in der Bahn j umläuft. Wir unterscheiden vier verschiedene Klassen von Atomen.

N_1 sind die Atome, deren Elektronen in Bahnen übergegangen sind, die mehr nach innen liegen als j . (Atome, die für Linien, deren Anfangsbahn j ist, nicht erregt sind.)

N_2 soll die Zahl der Atome sein, deren Elektron sich in j befindet (erregte Atome).

N_3 Atome, deren Elektron in einer in bezug auf j äußeren Bahn sich befinden (übererregte Atome, die durch Lichtaussendung in den erregten Zustand übergehen können).

N_4 durch Verlust eines Elektrons positiv geladene Atome.

Sobald sich der stationäre Zustand hergestellt hat, kann man die freien Weglängen auf jede der verschiedenen Klassen anwenden. Dies ist aber in dem Übergangsgebiet nicht gestattet, denn bei N_1 und N_3 sind die Elektronen in verschiedenen Bahnen und die freien Weglängen werden mit der verhältnismäßigen Zahl dieser Atome sich ändern, das heißt mit der Zeit.

Es seien nun:

D_1, D_2, D_3, D_4 die freien Weglängen von jeder Klasse zwischen zwei Zusammenstößen mit Gasmolekülen. Diese freien Weglängen sind dem Druck umgekehrt proportional.

r_2, r_3 die freien Weglängen bis das Atom strahlt; sie sind den Verweilzeiten umgekehrt proportional

$$\tau = \frac{r}{v},$$

wo v die Geschwindigkeit der Kanalstrahlen ist, die vom Druck nicht abhängt.

Endlich ist es nötig, die Wahrscheinlichkeiten P_{12}, P_{13}, \dots des Übergangs des Atoms von einer Klasse zur andern einzuführen. Wir nehmen hierbei an, daß die Zusammenstöße die Elektronen nach äußeren Bahnen bringen, d. h. ein nicht erregtes Atom kann erregt werden, übererregt oder geladen, ein erregtes kann übererregt oder geladen werden, während ein übererregtes durch einen Zusammenstoß nur noch geladen werden kann. Das geladene Atom wird durch einen Zusammenstoß ungeladen. Die Gleichungen für den stationären Zustand sind dann:

$$(1) \quad \begin{cases} a) -\frac{N_1}{D_1} + \frac{N_2}{r_2} + \frac{P_{21}}{r_2} N_3 + \frac{P_{41}}{D_4} N_4 = 0, \\ b) \frac{P_{12}}{D_1} N_1 - \left(\frac{1}{r_2} + \frac{1}{D_2} \right) N_2 + \frac{P_{32}}{r_3} N_3 + \frac{P_{42}}{D_4} N_4 = 0, \\ c) \frac{P_{13}}{D_1} N_1 + \frac{P_{23}}{D_2} N_2 - \left(\frac{1}{r_3} + \frac{1}{D_3} \right) N_3 + \frac{P_{43}}{D_4} N_4 = 0, \\ d) \frac{P_{14}}{D_1} N_1 + \frac{P_{24}}{D_2} N_2 + \frac{P_{34}}{D_3} N_3 - \frac{N_4}{D_4} = 0. \end{cases}$$

Dabei muß

$$(2) \quad N_1 + N_2 + N_3 + N_4 = N$$

sein.

Da bei der Ausstrahlung der Zustand 3 entweder in 2 oder in 1 übergehen muß, so ist

$$(3) \quad \left\{ \begin{array}{ll} \text{a)} & P_{32} + P_{31} = 1, \\ \text{ebenso bei Zusammenstößen} \\ \text{b)} & P_{43} + P_{42} + P_{41} = 1, \\ \text{und c)} & P_{12} + P_{13} + P_{14} = 1, \\ \text{d)} & P_{23} + P_{24} = 1, \end{array} \right. \quad (9)$$

$P_{34} = 1$ weil die Zusammenstöße aus 3 nur in den geladenen Zustand 4 führen.

Die Lösungen sind

$$(4) \quad \left\{ \begin{array}{l} \text{a)} \quad N_1 = \frac{ND_1(D_2 D_3 + D_2 r_3(1 - P_{43}) + a D_3 r_2 + P_{41} r_2 r_3)}{A}, \\ \text{b)} \quad N_2 = \frac{ND_2 r_3(b D_3 + c r_3)}{A}, \\ \text{c)} \quad N_3 = \frac{ND_3 r_3(d D_2 + e r_2)}{A}, \\ \text{d)} \quad N_4 = \frac{ND_4(P_{14} D_2 D_3 + (1 - P_{12}) D_2 r_3 + g D_3 r_2 + r_2 r_3)}{A}, \end{array} \right.$$

wo

$$(5) \quad \left\{ \begin{array}{l} \alpha) \quad A = D_1[D_2 D_3 + D_2 r_3(1 - P_{43}) + a D_3 r_2 + P_{41} r_2 r_3] \\ \quad + D_2 r_3(b D_3 + c r_3) + D_3 r_3(d D_2 + e r_2) \\ \quad + D_4[P_{14} D_2 D_3 + (1 - P_{12}) D_2 r_3 + g D_3 r_2 + r_2 r_3], \\ \beta) \quad a = \{P_{41}(1 - P_{31}) - P_{31} P_{41}\}(1 - P_{23}) + P_{31}, \\ \gamma) \quad b = P_{14}\{P_{42} P_{31} - P_{41}(1 - P_{31})\} + 1 - P_{31}(1 - P_{12}). \end{array} \right.$$

$$(6) \quad \left\{ \begin{array}{l} \alpha) \quad c = P_{42} + P_{12} P_{41}, \\ \beta) \quad d = P_{43}(1 - P_{12}) + P_{13}(P_{42} + P_{41}), \\ \gamma) \quad e = P_{43} + P_{23}(P_{42} + P_{12} P_{41}) + P_{13} P_{41}, \\ \delta) \quad g = P_{24} - P_{31}(P_{13} - P_{23}(1 - P_{12})) \end{array} \right.$$

ist. Wir führen nun den Druck ein

$$(7) \quad D_1 = \frac{D_1^0}{p}, \quad D_2 = \frac{D_2^0}{p}, \quad D_3 = \frac{D_3^0}{p}, \quad D_4 = \frac{D_4^0}{p}.$$

Dann ist

$$(8) \quad N_3 = N \frac{r_3(A p + B p^2)}{C + D p + E p^2}.$$

Hier bedeutet

$$(9) \quad \begin{cases} \alpha) \ A = b D_2^0 D_3^0, \\ \beta) \ B = c D_2^0 r_3, \\ \gamma) \ C = D_2^0 D_3^0 (D_1^0 + P_{41} D_4^0), \\ \delta) \ D = (P_{42} + P_{41}) D_1^0 D_2^0 r_3 + a D_1^0 D_3^0 r_2 + (b r_2 + d r_3) D_2^0 D_3^0, \\ \quad + (1 - P_{12}) D_2^0 D_4^0 r_3 + g D_3^0 D_4^0 r_2, \\ \epsilon) \ E = (P_{41} D_1^0 + c D_2^0 + e D_3^0 + D_4^0) r_2 r_3. \end{cases}$$

II. Vergleich mit der Theorie von Wien.¹⁾

Wien hat eine einfache Theorie entwickelt. Um von der unsrigen zu jener zu gelangen, genügt es die Bezeichnungen zu ändern und einige vereinfachende Annahmen zu machen. Wir setzen zunächst

$$N_4 = n_1, \quad N_1 + N_3 = n_2, \quad N_3 = n_3. \\ \text{geladene,} \quad \text{nicht erregte,} \quad \text{erregte Atome.}$$

Man sieht, daß Wien nur drei Klassen von Atomen unterscheidet, er sieht von den Atomen, die wir übererregt genannt haben, ab.

Die Gleichung (1a)

$$(10) \quad -\frac{N_1}{D_1} + \frac{N_2}{r_2} + \frac{P_{31} N_3}{r_3} + \frac{P_{41} N_4}{D_4} = 0$$

stimmt mit der von Wien

$$-\frac{n_1}{L_2} - \frac{n_2}{l_2} + \frac{n_1}{L_1} + \frac{n_3}{l_3} = 0$$

überein, wenn wir setzen

$$(12) \quad N_4 = n_1, \quad D_4 = L_1, \quad P_{41} = 1; \quad N_2 = n_3, \quad \frac{1}{r_3} = \frac{1}{l_3};$$

$$(12a) \quad \frac{P_{31} N_3}{r_3} - \frac{N_1}{D_1} = -n_2 \left(\frac{1}{L_2} + \frac{1}{l_2} \right) = -(N_1 + N_3) \left(\frac{1}{L_2} + \frac{1}{l_2} \right).$$

Aus der letzten Gleichung folgt

$$(12b) \quad \frac{1}{D_1} = \frac{1}{l_2} + \frac{1}{L_2}, \quad \frac{N_3 P_{31}}{r_3} = - \left(\frac{1}{L_2} + \frac{1}{l_2} \right) N_3.$$

Da nun P_{31} und alle freien Weglängen positiv sein müssen, so folgt $N_3 = 0$, von übererregten Atomen wird abgesehen.

1) W. Wien, Ann. d. Phys. 76. S. 109. 1925.

Die Gleichung (1b) für $N_3 = 0$

$$(13) \quad \frac{P_{13}}{D_1} N_1 - \left(\frac{1}{r_2} + \frac{1}{D_2} \right) N_2 + \frac{P_{43}}{D_4} N_4 = 0$$

geht in die Gleichung von Wien

$$-\frac{n_3}{L_3} - \frac{n_2}{l_3} + \frac{n_2}{l_2} = 0$$

über, wenn

$$(14) \quad \frac{1}{r_2} + \frac{1}{D_2} = \frac{1}{L_3} + \frac{1}{l_3}, \quad \frac{P_{13}}{D_1} = \frac{1}{l_2}, \quad N_1 = n_2, \quad P_{43} = 0,$$

aus $r_2 = l_3$ folgt $D_2 = L_2$.

Die Gleichung (1c), die sich auf N_3 bezieht, muß identisch verschwinden, da sich keine N_3 bilden dürfen. Also ist

$$P_{13} = P_{23} = P_{43} = 0.$$

Die letzte Gleichung (1d)

$$(15) \quad \frac{P_{14} N_1}{D_1} + \frac{P_{34} N_2}{D_3} - \frac{N_4}{D_4} = 0$$

verwandelt sich in die Wiensche Gleichung

$$-\frac{n_1}{L_1} + \frac{n_2 + n_3}{L_2} = 0,$$

wenn

$$(16) \quad \frac{P_{14}}{D_1} = \frac{1}{L_3} \quad \text{und} \quad \frac{P_{34}}{D_3} = \frac{1}{L_2}$$

sind. Aus

$$(17) \quad \frac{1}{D_1} = \frac{1}{l_3} + \frac{1}{L_2} \quad \text{folgt} \quad P_{14} = \frac{l_3}{l_3 + L_2},$$

ferner

$$(18) \quad P_{12} = \frac{L_2}{l_2 + L_2}, \quad P_{24} = 1.$$

Ferner folgt aus (4c), daß $r_3 = 0$ ist, wenn $N_3 = 0$ sein soll. Da die Klasse 3 nicht vorkommt, so sind alle P mit dem Index 3 Null. Hieraus folgt in den Ausdrücken (5) und (6)

$$(19) \quad a = 1, \quad g = 1, \quad d = e = 0, \quad c = b = \frac{L_2}{L_2 + l_2}.$$

Da $P_{14} = \frac{l_3}{L_2 + l_3}$ und $l_3 = \frac{l_1 l_2}{l_1 + l_2}$ ist, so ergibt sich die Formel von Wien

$$(20) \quad n_3 = \frac{N L_2^3 l}{(L_1 + L_2)(L_1 l_3 + L_2 l_3 + l_1 l_2)}$$

oder, wenn man den Druck einführt

$$(21) \quad n_3 = \frac{N L_1^0 l l_1^0}{(L_1^0 + L_2^0) \left(L_2^0 l_2^0 \left(l + \frac{l_1^0}{p} \right) + l l_1^0 (L_2^0 + l_3^0) \right)}$$

Die vereinfachenden Annahmen, die zur Theorie von Wien hinüberführen, sind folgende:

1. Man vernachlässigt die Möglichkeit, daß ein geladenes Atom durch Aufnahme eines Elektrons zu einem angeregten wird: $P_{43} = 0$, $P_{42} = 0$, $P_{41} = 1$.

Zunächst scheint es, daß diese Hypothese durch die Tatsache gestützt wird, daß man die Grenzen der Serien nicht beobachtet. Indessen kann dieses Verhalten durch eine vollständig andere Ursache hervorgebracht werden, nämlich dadurch, daß das Elektron in einer so weit außen liegenden Bahn gehalten wird, daß die ausgesandte Strahlung eine zu große Wellenlänge hat, um beobachtet zu werden.¹⁾

In diesem Falle hätte man für alle beobachtbaren Strahlen

$$P_{41} = P_{42} = 0; \quad P_{43} = 1.$$

Die Erfahrung kann unmittelbar zwischen den beiden Hypothesen entscheiden. Die Vorgänge der Lichterregung und der Ionisation durch Elektronenstoße lassen die zweite Annahme viel wahrscheinlicher erscheinen.

2. Die mittlere freie Weglänge der ungeladenen Atome ist dieselbe für die erregten wie für die nicht erregten Atome:

$$\frac{P_{44}}{D_1} = \frac{P_{44}}{D_2} = \frac{1}{L_3}; \quad \frac{1}{D_1} = \frac{1}{l_2} + \frac{1}{L_3}.$$

Man wird diese Annahme als erste Näherung zulassen können, wenn die verschiedenen Lagen des Elektrons einen geringen Einfluß auf die Wirkungssphäre des Atoms haben.

3. Man vernachlässigt die Möglichkeit, daß ein übererregtes Atom durch Ausstrahlung zu einem erregten wird. Im Gegen teil wird angenommen, daß durch einen Zusammenstoß ein erregtes Atom zu einem unerregten wird (Störung).

In unserer allgemeinen Theorie muß $r_2 = l$ sein (freie Weglänge der Verweilzeit). Um zur Theorie von Wien zu gelangen, müssen wir aber $r_2 = l_3$ machen und von den übererregten Atomen ganz absehen. Von unserm Standpunkte aus ist diese Annahme vollkommen unzulässig. Man könnte

1) H. Bartels (Ztschr. f. Phys. 25. S. 378. 1922) hat gefunden, daß die geladenen Natriumatome in Zustand $2p$ übergehen, wenn sie einen Elektron aufnehmen.

sie nur zulassen für Strahlen, die von Übergängen herrühren, deren Anfangsbahn kein Elektron von äußeren Bahnen empfängt.

III. Berechnung der Intensität eines Strahls.

Um die Intensität eines Strahls im stationären Zustand zu berechnen, muß man die von Wien experimentell festgestellten Tatsachen berücksichtigen.

a) Wenn man die geladenen Wasserstoffatome ablenkt, so beobachtet man keine Ablenkung der Spektrallinien.

b) Die Intensität des von einem Kanalstrahl ausgesandten Lichts wird mit zunehmendem Druck von diesem unabhängig.

Was die Ausstrahlungszeit angeht, so können die folgenden Möglichkeiten eintreten:

- a) Endliche Ausstrahlungszeit mit Störungen während der Ausstrahlung,
- b) dasselbe, aber ohne solche Störungen,
- c) unendlich kleine Ausstrahlungszeit.

Wir wollen die drei Möglichkeiten nacheinander betrachten.

a) Endliche Ausstrahlungszeit mit Störungen während der Ausstrahlung.

Dies ist eine der von Wien betrachteten Hypothesen. Die experimentelle Tatsache *a)* verlangt, daß die Ausstrahlung sogleich aufhört sobald das Atom geladen wird. Für den stationären Zustand und der Weglänge der Ausstrahlung λ sowie Störungen während der Ausstrahlung, deren freie Weglänge λ ist, hat man

$$J_0 = \frac{\hbar \nu}{\lambda} \int_0^{\infty} \frac{n_3}{l} e^{-\frac{\xi}{\lambda}} - \frac{\xi}{\lambda_1} - \frac{\xi}{\lambda_2} d\xi = \frac{\hbar \nu}{l} n_3 \frac{\lambda_1 L_2}{\lambda_1 L_2 + \lambda \lambda_2 + \lambda \lambda_1}$$

$$= \frac{N \hbar \nu L_2^{0^*} l_1^0 \lambda_1^0}{(L_1^0 + L_2^0) \left[L_2^0 l_2^0 \left(l + \frac{l_1^0}{p} \right) + L_2^0 l l_1^0 + l_2^0 l l_1^0 \right] [\lambda_1^0 L_2^0 + p \lambda (L_2^0 + \lambda_1^0)]}$$

Diese Formel gibt $J_0 = 0$, für $p = \infty$, wenn nicht $l = 0$ ist. Wenn man eine endliche Ausstrahlungszeit annimmt mit Störungen während der Ausstrahlung, so wird man durch die Beobachtung *b)* dazu geführt, daß die Verweilzeit $\tau = \frac{l}{v}$ Null sein muß. Dies ist die Schlußfolgerung Wiens. Bei dieser Betrachtungsweise begegnen wir folgenden Schwierigkeiten.

1. Wenn die Ausstrahlung mit der Ladung aufhört bevor die ganze Energie $h\nu$ ausgestrahlt ist, so hat man eine Ausstrahlung mit unvollständigen Quanten $h\nu$.

2. Wenn die Verweilzeit Null ist, so ist unverständlich, wie die Absorptionsspektren zustande kommen.

b) Endliche Ausstrahlungszeit ohne Störungen.

Um diesen Gesichtspunkt festzuhalten, muß man annehmen, daß, wenn einmal die Ausstrahlung begonnen hat, sie sich weiter vollzieht, ohne durch äußere Eingriffe gestört zu werden. Selbst wenn das strahlende Atom geladen wird oder durch ein elektrisches Feld abgelenkt, so müßte nach der Tatsache α die Strahlungsquelle selbst nicht beeinflußt werden. Man müßte sich eine Art Struktur im Raum vorstellen, der das Atom umgibt, die zur Strahlungsquelle wird und deren Zukunft unabhängig davon ist, was mit dem Atom geschieht.

Wie schwierig diese Auffassung auch immer sein möge, so wollen wir doch aus ihr die Folgerungen ziehen. Wir nehmen an, daß die Ausstrahlung während der Zeit k eintritt, d. h. auf der Strecke $\delta = h\nu$. Wir wollen ferner annehmen, daß es keine Dämpfung gibt. Die Energie, die von einem Atom auf der Strecke 1 ausgesandt wird, ist dann $h\nu/\delta$; die Gesamtintensität ist also

$$J_0 = P \frac{h\nu}{\delta} \int_0^\delta \frac{N_2}{r_2} d\xi = P \frac{h\nu}{\delta} \frac{N_2}{r_2} \delta = P h\nu \frac{N_2}{r_2}.$$

P ist die Wahrscheinlichkeit des Übergangs eines Elektrons, der die betrachtete Spektrallinie gibt.

Nach Gleichung (8) findet man

$$(22) \quad J_0 = P N h\nu \frac{A p + B p^2}{C + D p + E p^2}.$$

Dies gibt $J_0 = \text{Const}$ für $p = \infty$ in Übereinstimmung mit der Beobachtung β .

Auf diese Weise können wir die endliche Verweilzeit beibehalten, d. h. die Erklärung der Absorptionsspektren und die Aussendung unvollständiger Quanten vermeiden. Indessen bleibt die große Schwierigkeit, eine Strahlungsquelle anzunehmen, die von der Materie ganz unabhängig ist und keine elektrische Ladung hat.

c) Unendlich kurze Ausstrahlungszeit.

Bei der Theorie von Wien kann man ebenso gut wie die Verweilzeit die Ausstrahlungszeit sehr klein annehmen. Man gelangt dann zu denselben Ergebnissen.

Auch in unserer Theorie können wir annehmen, daß die Energie plötzlich in vollständigen Quanten ausgesandt wird. Wir haben es dann mit den Lichtquanten von Einstein zu tun, deren Existenz die Versuche von Compton in so einfacher Weise erklärt. Zunächst ist diese Hypothese ganz im Einklang mit a).

Die auf der Strecke dx ausgestrahlte Energie ist dann einfach

$$J_0 dx = Ph\nu \frac{N_0}{r^2} dx,$$

also

$$(23) \quad J_0 = Ph\nu \frac{Ap + Bp^2}{C + Dp + Ep^2}.$$

Man hat also dasselbe Ergebnis wie nach der Hypothese b), da die Gleichungen (22) und (23) identisch sind.

Es ist also die Hypothese der Lichtquanten in voller Übereinstimmung mit den an den Kanalstrahlen beobachteten Tatsachen. Wir werden sogleich sehen, daß sie ebenso gut Rechenschaft gibt von dem was sich ereignet, wenn sich der Kanalstrahl im leeren Raum fortpflanzt.

2. Veränderliches Gebiet.

I. Allgemeine Theorie.

In diesem Fall kann man, wenn man streng bleiben will, nicht die vorstehende Theorie anwenden und man muß so viele Klassen von Atomen betrachten, als es mögliche Bahnen gibt. Wir betrachten die geladenen Atome als solche, die ihre Ladung in eine fingeerte Bahn $u+1$ bringen. Es sei (vgl. Teil I)

N_j die Zahl der Atome, deren Elektron sich in der Bahn j befindet.

r_j die mittlere freie Weglänge der Atome N_j . Die freie Weglänge kann enden entweder durch Ausstrahlung oder durch Zusammenstoß mit einem Molekül des ruhenden Gases. Man hat also zu unterscheiden:

r_j : die mittlere freie Weglänge im leeren Raum der Atome N_j . Diese freie Weglänge entspricht der Verweilzeit der Bahn j : $\tau_j = \frac{r_j}{v}$.

D_j : die mittlere freie Weglänge der Atome N_j zwischen zwei Zusammenstößen. Sie ist umgekehrt proportional dem Druck.

P_{jk} : die Wahrscheinlichkeit, daß ein Elektron von der Bahn j zur Bahn k übergeht. Die letztere kann sich näher am Kern befinden (bei der Ausstrahlung) oder weiter entfernt (bei den Zusammenstößen).

Wir nehmen an, daß die Ausstrahlung durch die Gesetze des Zufalls bestimmt wird, ohne vom Druck beeinflußt zu werden. Es sind daher die Ausstrahlung und die Zusammenstöße voneinander unabhängige Vorgänge und es muß sein

$$(24) \quad \frac{1}{d_i} = \frac{1}{r_i} + \frac{1}{D_i} .$$

Außerdem ist offenbar

Die Veränderung von N_j auf der Strecke dx setzt sich aus drei Teilen zusammen:

Eine Verminderung durch Austreten des Elektrons aus j ;
 eine Vermehrung durch Zusammenstöße, die ein Elektron
 aus einer inneren Bahn nach der Bahn j bringen;
 eine Vermehrung durch Strahlungsübergänge, welche in
 einer äußeren Bahn beginnen und in j enden.

Man hat also

$$(26) \quad \frac{dN_i}{dx} = -\frac{N_j}{d_j} + \sum_{i=1}^{j-1} P_{ij} \frac{N_i}{D_i} + \sum_{k=j+1}^u P_{kj} \frac{N_k}{r_k} + \frac{P_{u+1,j}}{D_{u+1}} N_{u+1}.$$

Die Lösung dieses Systems simultaner Differentialgleichungen ist:

$$(27) \quad N_j = \sum_{i=1}^{u+1} A_{ji} e^{\alpha_i x},$$

wo α die Wurzeln der charakteristischen Gleichung sind,

$$(28) \quad \begin{array}{cccccc} -\frac{1}{d_1} + \alpha, & \frac{P_{21}}{r_2}, & \frac{P_{31}}{r_3} & \cdot & \cdot & \frac{P_{u1}}{r_u}, & \frac{P_{u+1,1}}{D_{u+1}}, \\ \frac{P_{12}}{D_1}, & -\frac{1}{d_2} + \alpha, & \frac{P_{32}}{r_3} & \cdot & \cdot & \frac{P_{u2}}{r_u}, & \frac{P_{u+1,2}}{D_{u+1}}, \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \frac{P_{1,u+1}}{D_1}, & \frac{P_{2,u+1}}{D_2}, & \frac{P_{3,u+1}}{D_3} & \cdot & \cdot & \frac{P_{uu+1}}{D_u}, & -\frac{1}{D_{u+1}} + \alpha. \end{array}$$

Auf diese Weise ist das Problem allgemein gelöst. Man sieht, daß die Gleichung immer eine Wurzel $\alpha = 0$ hat wegen der Gleichungen (24) und (25).

Dadurch ist die Gleichung $\sum_{j=1}^{n+1} N_j = N$ erfüllt.

II. Bewegung eines Kanalstrahls im leeren Raum.

Man kann die allgemeine Theorie des veränderlichen Gebiets mit einigen Vereinfachungen anwenden.

Es gibt hier keine Zusammenstöße, also ist

$$D_1 = D_2 = \dots = D_{n+1} = \infty.$$

Ferner sind $r_1 = \infty$ und $r_{n+1} = \infty$, weil die in der innersten Bahn befindlichen Elektronen und die geladenen Atome keine Änderung erfahren. Also ist

$$d_1 = \infty, \quad d_2 = r_2, \quad d_3 = r_3, \dots, \quad d_n = r_n, \quad d_{n+1} = \infty.$$

Mit diesen Einschränkungen vereinfacht sich die charakteristische Gleichung auf die Hauptdiagonale und wir haben die Lösung

$$(29) \quad N_j = B_j e^{-\frac{x}{r_j}} + \sum_{l=j+1}^n A_{lj} e^{-\frac{x}{r_l}}.$$

Die Konstanten B_j und A_{lj} können aus den Anfangswerten \bar{N}_j der N_j bestimmt werden. Man findet

$$(30) \quad \begin{cases} A_{lj} = \frac{r_l r_j}{r_l - r_j} \left[P_{lj} \frac{B_l}{r_l} + \sum_{m=j+1}^{l-1} P_{mj} \frac{A_{lm}}{r_m} \right], \\ B_l = \bar{N}_l - \sum_{m=l+1}^n A_{ml}. \end{cases}$$

Im ersten Teil haben wir die Intensität einer Spektrallinie berechnet, die von Kanalstrahlen im luftleeren Raum ausgesandt werden. Wir haben dabei angenommen, daß die Ausstrahlung sich in einer endlichen Zeit ohne Störungen vollzieht. Auf diese Weise konnten wir eine Erklärung der Änderung der Intensität längs des Weges des Kanalstrahls geben, ohne die Dämpfung der Ausstrahlung berücksichtigen zu müssen. Im besonderen gelangt man zu einer einfachen Erklärung der Intensitätskurve nahe an dem Austritt des Kanalstrahls aus dem Spalt.

Wir haben indessen die beinahe unüberwindlichen Schwierigkeiten betont, welchen man begegnet, wenn man eine endliche Ausstrahlungszeit annimmt. Wir wollen deshalb die Rechnung unter der Annahme einer augenblicklichen Ausstrahlung wieder aufnehmen, d. h. der Existenz von Lichtquanten.

Die Intensität einer Spektrallinie, welche durch Sprünge zwischen den Bahnen j und i hervorgebracht wird, ist

$$J dx = P_{ji} \frac{N_j}{r_j} h \nu dx,$$

d. h. unter Berücksichtigung von (29)

$$(31) \quad J = P_{ji} \frac{h \nu}{r_j} \left[B_j e^{-\frac{x}{r_j}} + \sum_{l=j+1}^n A_{lj} e^{-\frac{x}{r_l}} \right].$$

Hiermit ist das Problem theoretisch gelöst, wenn man die Werte der Wahrscheinlichkeiten P_{ji} und die Verweilzeiten $r_j = \frac{r_j}{\nu}$ kennt, denn wir können die Zahlen N_j für den stationären Zustand aus den Gleichungen (4) berechnen und die Gleichungen (30) geben uns die Konstanten B_j und A_{lj} .

Nach (31) ist die Intensitätskurve eines Kanalstrahls im leeren Raum durch eine Summe von Exponentialfunktionen gegeben, welche von den Verweilzeiten in der Bahn j und allen außen gelegenen abhängen.

Mie hat (vgl. S. 56) eine Theorie dieses Vorgangs entwickelt unter der Annahme, daß jede Ausstrahlung einen Wellenzug aussendet, dessen Dämpfung nach einem unbestimmt gelassenen Gesetz erfolgt. Seine Rechnung berücksichtigt nur die Übergänge, welche die gerade betrachtete Wellenlänge hervorbringen und kann daher nicht streng sein.

III. Vergleich mit der Erfahrung.

Wir vergleichen jetzt dieses Ergebnis mit den Versuchen von Wien.¹⁾ Wir wollen von den Besonderheiten, welche die Kurven $H\beta$ und $H\gamma$ in der Nachbarschaft des Spalts, aus dem die Kanalstrahlen austreten, zeigen. Diese können durch die augenblickliche Ausstrahlung nicht erklärt werden. Es muß bemerkt werden, daß Wien²⁾ den in diesem Bereich gemachten

1) W. Wien, Ann. d. Phys. 66, S. 232. 1921; 73, S. 489. 1924.

2) W. Wien, Ann. d. Phys. 76, S. 109. 1925.

Messungen keine entscheidende Bedeutung beilegt und es werden weitere Beobachtungen abzuwarten sein.

Im übrigen geben die bis jetzt gemachten Beobachtungen Intensitätskurven, die durch eine einzelne Exponentialfunktion dargestellt werden können.

$$J = \text{const } e^{-\frac{2\alpha}{\tau} x} = \text{const } e^{-2\alpha t}.$$

Hierbei ergibt sich die bemerkenswerte Tatsache, daß alle Intensitätskurven, mit Ausnahme einer Quecksilberlinie, dieselbe Konstante 2α haben (vgl. S. 63).

Man kann noch einige Betrachtungen über die Terme anstellen. Der Term $6^3 P_1$, welcher die Resonanzlinie 2536,5 hervorbringt, erhält die Elektronen, die von einer großen Zahl von Niveaus ausgehen, die nicht nach dem Niveau $7^3 S_1$ schicken, in welcher die Linie 4538,3 ihren Ursprung hat.

Wir können also sagen, daß das Niveau $6^3 P_1$ oder ein anderes von denen, die Elektronen nach $6^3 P_1$ schicken und nicht nach $7^3 S_1$, dasjenige ist, das die Verweilzeit $\tau = \frac{1}{1,02} 10^{-7}$ sec hat. Die Untersuchung der Strahlen, die im Niveau $6^3 P_1$ enden, wird darüber entscheiden können, ob dieser Term der stabilste ist oder ob die Aufgabe, den Vorratsraum der Elektronen zu bilden, einem weiter entfernten zukommt.

Man kann noch einige Voraussagungen machen. So müssen die Linien $6^3 P_0 - 7^3 S_1$, $6^3 P_2 - 7^3 S_1$ Intensitätskurven geben mit derselben Dämpfung $2\alpha = 5,4 \cdot 10^7$, denn sie beginnen in demselben Niveau wie die Linie $6^3 P_1 - 7^3 S_1$. Ferner müssen alle Linien, die in einem Niveau enden, eine Dämpfung geben, die gleich oder größer, aber niemals kleiner ist als die von Linien, die in demselben Niveau beginnen.

Madrid 6, Laboratorio de Investigaciones Físicas.

(Eingegangen 31. Dezember 1925.)

**4. Über die Verteilung
zweier Atomarten in Mischkristallreihen;
von G. Tammann.**

Herr M. v. Laue¹⁾ hat über die Verteilung zweier Atomarten in Mischkristallreihen einige Bemerkungen gemacht, auf die folgende Gegenbemerkungen zu machen sind.

1. Es sollen strukturtheoretische Schwierigkeiten bestehen, für ein beliebiges Mischungsverhältnis eine *regelmäßige* Anordnung zweier Atomarten auszudenken.

Regelmäßige Anordnungen zweier Atomarten sind sehr viele denkbar. Von den vielen *regelmäßigen* Anordnungen ist eine, die *normale*, dadurch ausgezeichnet, daß sie zugleich der Symmetrie des Gitters und der mit ihr verträglichen bestmöglichen Druckwirkung beider Atomarten entspricht. Diese Verteilungen können für alle Mischungsverhältnisse $m/2^n$ in den drei regulären Hauptgittern angegeben werden. Denn jedes dieser Gitter kann als aus 2^n Teilgittern bestehend aufgefaßt werden, von denen m Teile mit einer Atomart zu besetzen sind und $2^n - m$ Teile mit der anderen Atomart. Für ein vorgeschriebenes Mischungsverhältnis kann also mit beliebiger Annäherung eine normale Verteilung angegeben werden.²⁾

2. Von Masing³⁾ und Borelius⁴⁾ ist behauptet worden, daß scharfe Einwirkungsgrenzen in einer Mischkristallreihe auch bei regelloser Verteilung zweier Atom- oder Molekülarten auftreten können. Durch die Erfahrung wird diese Annahme nicht gestützt. Denn wenn die Verteilung zweier Molekülarten bestimmt eine regellose ist, wie in binären

1) M. v. Laue, Ann. d. Phys. 78. S. 167. 1925.

2) Mischkristalle und Atomverteilung. L. Voss, Leipzig 1919 und Ztschr. f. anorg. u. allgem. Chem. 107. S. 1. 1919.

3) G. Masing, Ztschr. f. anorg. u. allgem. Chem. 118. S. 293. 1920.

4) G. Borelius, Ann. d. Phys. 74. S. 216. 1924.

Gläsern ($\text{SiO}_2 + \text{B}_2\text{O}_3$), tritt eine bestimmte Einwirkungsgrenze nicht auf. Die berechneten und gefundenen vor der Einwirkung von Wasser geschützten B_2O_3 -Mengen stimmen hinreichend überein.¹⁾ Ganz anders verhalten sich Mischkristallreihen, die hinreichend lange erhitzt wurden.

Der Modellversuch von Borelius mit 2000 Kugeln (Atomen) scheint mir einen Schutz der aktiven Atomart vorzutäuschen, der bei einer sehr viel größeren Kugelzahl nicht eintreten würde.

Gibt man auch zu, daß bei ungeordneter Verteilung scharfe Einwirkungsgrenzen auftreten könnten, so kann doch aus der ungeordneten Verteilung das Auftreten von Einwirkungsgrenzen bei bestimmten Mischungsverhältnissen: $\frac{1}{8}$, $\frac{2}{8}$, $\frac{4}{8}$ und $\frac{6}{8}$ Mol der schützenden Komponente, nicht abgeleitet werden, diese Grenzen ergeben sich aber zwangslös aus der normalen Verteilung.

3. Gegen die normale Verteilung der Atome in binären Mischkristallreihen hat man geltend gemacht, daß die ihr entsprechenden Interferenzlinien bei Durchleuchtung mit Röntgenlicht nicht auftreten, und M. v. Laue hat kürzlich gezeigt, daß noch bei großen Fehlern der normalen Verteilung jene Interferenzstreifen deutlich hervortreten sollten, da diese aber bei den Mischkristallen 0,25 Mol Au + 0,75 Mol Cu und 0,5 KCl + 0,5 KBr nicht gefunden sind, so könnte von der normalen Verteilung in Mischkristallen nicht die Rede sein. Darauf ist zu bemerken, daß bei Berücksichtigung aller diesbezüglichen Beobachtung und ihrer richtigen Bewertung man das Gegenteil behaupten darf.

a) Für den Mischkristall 0,25 Mol Au + 0,75 Mol Cu liegen widersprechende Beobachtungen vor. Bain will die der normalen Verteilung entsprechenden Interferenzen gefunden haben.

b) Für die Mischkristalle (KCl, KBr) gebildet aus den gesättigten Lösungen in Wasser bei 20° ist die normale Verteilung nicht zu erwarten, da sie sich nur im Mischkristall selbst im Temperaturgebiet des Platzwechsels, also bei etwa 600° , herstellen kann.

1) Mischkristalle und Atomverteilung, S. 14 u. Ztschr. f. anorg. u. allgem. Chem. 90. S. 297. 1914.

c) Für den Mischkristall 0,75 Mol Fe + 0,25 Mol Si sind die der normalen Verteilung entsprechenden Interferenzlinien von G. Pragmén¹⁾ gefunden worden. Die Mischkristallreihe reicht von 0 bis 0,28 Mol Si. Bei 0,25 Mol Si liegt auch die scharfe Einwirkungsgrenze einer Reihe chemischer Agentien auf die Siliziumstähle.

d) In der Mischungsreihe Pd-Cu tritt eine sehr merkwürdige Erscheinung auf.²⁾ Die Mischkristalle von 0,4 bis 0,5 Mol Pd zeigen, nachdem sie getempert waren, ein raumzentriertes Gitter, das aus zwei einfachen kubischen Gittern besteht. Für das Mischungsverhältnis 0,5 Mol Pd wäre das eine dieser Gitter nur mit Pd-, das andere nur mit Cu-Atomen besetzt.

Zu diesem Schluß führte die Untersuchung des Mischkristalls mit 0,455 Pd, bei dem die berechneten Intensitäten, die jener Verteilung entsprechen, mit den gefundenen übereinstimmen.

Den Mischkristallen zwischen 0,0 bis 0,4 Pd und zwischen 0,5 bis 1,0 Mol Pd kommt dagegen das flächenzentrierte Gitter der beiden Komponenten zu.

Über die Entstehung der raumzentrierten Mischkristallreihe von 0,40 bis 0,50 Mol Pd ist folgendes bekannt.³⁾ Die Kurve des Beginns der Kristallisation zeigt zwischen 0,35 bis 0,5 Mol Pd eine geringe Abweichung nach erhöhten Temperaturen gegenüber dem Verlauf der entsprechenden Kurve der Pd-ärmeren und Pd-reicherer Mischkristalle. Die Kurve des Endes der Kristallisation, deren Koordinaten schwieriger zu bestimmen sind, verläuft für die ganze Mischungsreihe ziemlich glatt. Zwischen 0,35 und 0,5 Mol Pd scheidet sich also eine andere abnorme Mischkristallreihe aus als aus den Pd-ärmeren und Pd-reicherer Schmelzen, was ganz dem röntgenographischen Befunde entspricht. Auch aus den Schmelzen der abnormen Mischkristallreihe scheiden sich entsprechend dem Temperaturintervall ihrer Kristallisation Schichtkristalle aus, in denen

1) G. Pragmén, Stahl und Eisen. 45. S. 299. 1925, vgl. auch A. Westgren, Ergänzungsband Kolloidzeitschrift 36. S. 48. 1925.

2) E. Holgersson u. S. Sedström, Ann. d. Phys. 75. S. 160. 1924.

3) R. Ruer, Ztschr. anorg. Chem. 51. S. 223. 1906.

sich dann beim Temperi mit der Zeit die normale Verteilung herstellt.

Da auch im Mischkristall mit 0,455 Mol Pd der eine nicht unerhebliche Abweichung von der Zusammensetzung 0,5 Mol Pd zeigt, die normale Verteilung für 0,5 Mol Pd zu erkennen ist, so ist darin eine Bestätigung des Ansatzes Hrn. M. v. Laues zu erblicken.

Es sind also in zwei Fällen die normalen Verteilungen auch auf röntgenographischem Wege nachgewiesen worden, nämlich für den Mischkristall 0,25 Si + 0,75 Fe und für den Mischkristall 0,5 Pd + 0,5 Cu. Es bleibt also nun die Aufklärung übrig, warum für den Mischkristall 0,25 Au + 0,75 Cu die Beobachter zu widersprechenden Resultaten gelangten.

Die Mischkristalle mit Molenbrüchen, die in einfachen rationalen Verhältnissen zueinander stehen, gleichen ihrer Zusammensetzung und ihrer Atomverteilung nach den Kristallarten singulärer Zusammensetzung (Verbindungen), sie unterscheiden sich aber von diesen durch ihre Stellung in einer Mischkristallreihe und durch ihre Bildungsweise. Eine Kristallart singulärer Zusammensetzung bildet sich aus ihrer Schmelze bei einer bestimmten Temperatur, und hierbei stellt sich im Kristall sofort die normale Verteilung her, ein Mischkristall aber bildet sich aus seiner Schmelze in einem Temperaturintervall, und zwar bestehend aus Schichten verschiedener Zusammensetzung, also als Schichtkristall, in dem sich die normale Verteilung erst mit der Zeit durch innere Diffusion ausbildet.

(Eingegangen 19. Dezember 1925.)

5. *Totalstrahlung und spezifischer Widerstand
des Wolframs bei Glühtemperaturen;*
von W. Geiss.

Infolge der großen technischen Bedeutung, welche das Wolfram in der Glühlampen- und Radioindustrie gewonnen hat, sind dessen physikalische Eigenschaften recht häufig und eingehend untersucht worden. Noch im letzten Jahre sind ungefähr gleichzeitig von amerikanischer und holländischer Seite zwei größere Abhandlungen erschienen, welche über umfassende Messungen an Wolfram bis zu den höchsten Glühtemperaturen berichten. Beide Arbeiten, sowohl die von W. E. Forsythe und G. Worthing¹⁾, als auch die von C. Zwikker²⁾ haben auch die ältere Literatur weitgehend berücksichtigt, so daß für Nachweise auf diese Arbeiten verwiesen sei.

Beide Abhandlungen berichten natürlich auch über Messungen der Totalstrahlung und des spezifischen Widerstandes; allerdings stimmen ihre Ergebnisse nicht gut überein. Bei der jeweils gleichen Totalstrahlung η finden Forsythe und Worthing für den spezifischen Widerstand ϱ einen etwa 5 Proz. höheren Wert als Zwikker.

Dies muß um so mehr auffallen, als die Bestimmung der Totalstrahlung als Funktion des spezifischen Widerstandes zu den einfachsten physikalischen Messungen gehört; es handelt sich letzten Endes nur um die Aufnahme der Stromspannungskurve eines im Vakuum glühenden Drahtes und um die Messung seiner Abmessungen. Die einzige Komplikation wird durch Korrekturen der Enden des Drahtes, welche in der Nähe der Stromzuführdrähte einen Temperaturabfall aufweisen, verursacht.

Nachdem Zwikker untersucht und festgestellt hat, daß die Strahlung bei verschiedenen Drähten dieselbe ist — er hat neben den von ihm benutzten sogenannten Batterseadrähten

1) W. E. Forsythe u. G. Worthing, *The Astrophysical Journal* 1925.

2) C. Zwikker, *Dissertation, Amsterdam 1925.*

der Philips' Glühlampenfabriken auch Messungen am Nonsagdraht der General Electric Co. Amerika vorgenommen —, blieb dieser Unterschied unerklärlich.

Im folgenden seien deshalb unsere eigenen Messungen mitgeteilt, welche unter etwas geänderten Versuchsbedingungen gemacht worden sind.

Um soviel wie möglich frei zu sein von etwaigen Fehlern in der Berechnung der Endkorrektionen, haben wir einen relativ langen Draht genommen, bei welchem der Einfluß der Enden vernachlässigbar klein ist. Außerdem wurden die Spannungsdrähte sehr dünn gewählt und einige Zentimeter von den Stromzuführdrähten angebracht.

Der benutzte Draht, ein Nonsagdraht von Philips, hatte einen Durchmesser $\varnothing = 101,7 \mu$, welcher Wert durch Wägung unter Benutzung des spezifischen Gewichtes $s = 19,35$ gefunden wurde. Der Draht wurde unterm Mikroskop sorgfältig auf Ziehfurchen untersucht und ebenso auf etwaige Abweichungen vom kreisrunden Querschnitt, da deren Vorhandensein die Oberfläche des Drahtes vergrößert. Die Länge des Drahtes betrug etwa 90 cm. Am einen Ende war er in einem Platinstromzuführdraht fest eingeklemmt, zwischen dem andern Ende und dem zweiten Zuführdraht war eine Wolframspirale angebracht, welche dazu diente, den im glühenden Zustande sich ausdehnenden Faden einigermaßen gespannt zu halten. Von beiden Drahtenden etwa 6 cm entfernt war je eine Spirale von 5—6 Windungen aus 20μ dickem Wolframdraht fest um den Draht gewunden, deren freie Enden zum Spannungsmesser führten. Die Länge des Wolframdrahtes zwischen den beiden Spannungsabnahmedrähten betrug 773 mm. Das Ganze war in ein 1 m langes Glasgefäß eingeschmolzen, welches gut evakuiert wurde. Der Draht wurde 12 Stunden lang bei etwa 2400°K geglüht, während dieser Zeit stand das Gefäß dauernd mit der Vakuumpumpe in Verbindung, zugleich wurde die Glaswand auf etwa 360°C erhitzt.

Hier nach wurden die Strom- und Spannungsmessungen sowohl bei zu- als auch bei abnehmender Spannung mit Hilfe eines Kompensationsapparates vorgenommen. Die daraus berechneten Watts je Oberflächeneinheit $\eta \text{ W/cm}^2$ und der spezifische Widerstand ρ Mikroohm · cm sind in Tab. 1 wiedergegeben.

Tabelle 1.

$\mu \Omega \cdot \text{cm}$	W/cm^2	$\mu \Omega \cdot \text{cm}$	W/cm^2	$\mu \Omega \cdot \text{cm}$	W/cm^2
19,3	0,217	39,8	5,65	57,6	27,5
20,2	0,253	42,5	7,55	59,8	32,2
21,0	0,345	45,3	9,95	61,0	34,5
25,0	0,685	47,3	12,0	62,2	37,5
27,8	1,02	48,1	12,8	64,6	43,5
29,7	1,48	49,7	14,8	68,8	58,8
31,8	1,92	51,2	16,8	71,6	64,5
33,8	2,58	53,0	18,8	74,2	78,7
37,6	4,39	55,5	23,5	75,2	78,8

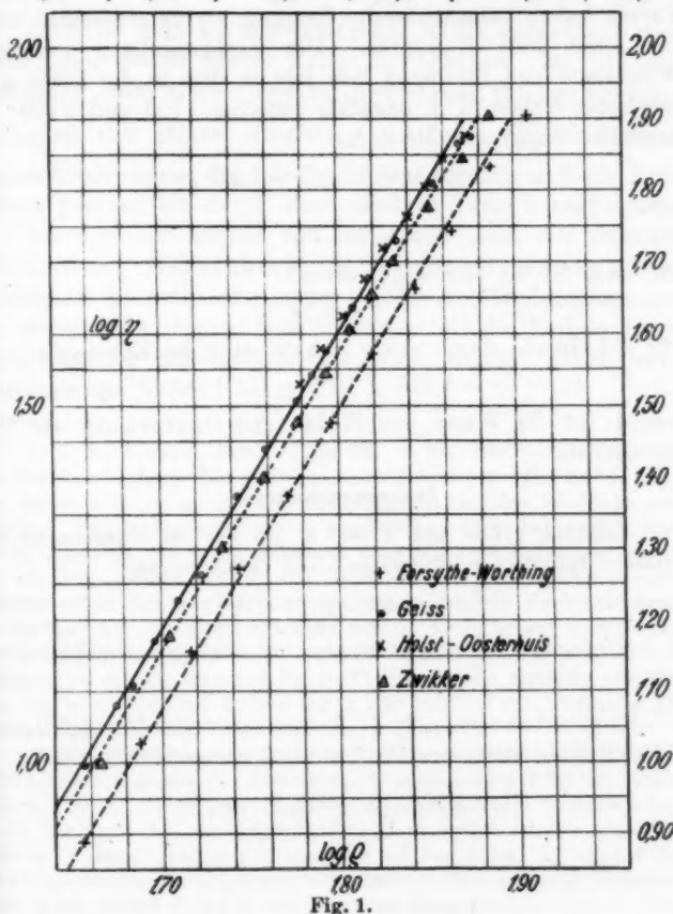


Fig. 1.

In vorstehender Figur sind in doppeltlogarithmischem Koordinatensystem neben einem Teil der hier gefundenen Resultate diejenigen von Forsythe und Worthing, von Zwikker und die unveröffentlichten Messungen von Holst und Oosterhuis (1915) eingetragen.

Durch die Punkte von Holst und Oosterhuis und die eigenen lässt sich zwanglos eine Gerade ziehen, eine andere Gerade durch die Punkte von Zwikker und schließlich eine dritte durch diejenigen von Forsythe und Worthing. Alle Kurven haben nahezu dieselbe Neigung, sie unterscheiden sich nur durch eine Konstante. Der Zusammenhang zwischen Widerstand und Strahlung lässt sich in dem in der Figur angegebenen Gebiet, d. h. ungefähr zwischen 1700 und 2700° K darstellen durch die Gleichung

$$(1) \quad \log \eta = b \log \varrho + \log c$$

bzw.

$$(2) \quad \eta = c \cdot \varrho^b$$

und zwar ist für alle drei Kurven

$$b = 4,14.$$

Für die Gerade durch unsre Punkte wird die Konstante

$$c = 1,425 \times 10^{-6} \pm 0,5 \text{ Proz.}$$

sowohl für die Werte von Holst und Oosterhuis als für die eigenen.

Zusammenfassung.

Zwischen 1700° und 2700° K gilt für den Zusammenhang zwischen spezifischem Widerstand und Totalstrahlung:

$$\eta = 1,425 \cdot 10^{-6} \cdot \varrho^{4,14}$$

in befriedigender Übereinstimmung mit den von Zwikker gemessenen Werten.

Eindhoven (Holland), 11. Dezember 1925. Physikalisches Fabrikslaboratorium der Philips' Glühlampenfabriken A.-G.

(Eingegangen 8. Januar 1926.)

**6. Hrn. T. Schliomkas Bemerkungen¹⁾
zu meiner Arbeit: „Über den unmittelbaren
Nachweis der elektrischen Erdladung“;
von Carl Ramsauer.**

Zunächst muß ich der erfahrenen Kritik gegenüber²⁾ den eigentlichen Zweck meiner Arbeit hervorheben. Ich will die Erdladung „trotz meiner eigenen Überzeugung von der strengen Gültigkeit der obigen Gleichung“ $4\pi\sigma = -\frac{dV}{dh}$, d. h. trotz meiner Überzeugung, daß mit dem Potentialgefälle auch die Erdladung gegeben ist, durch einen direkten Versuch nachweisen.

Ob Arbeiten solcher Art, zu denen auch die zitierten Versuche von Benzenberg und Foucault gehören, einen Fortschritt bedeuten oder nicht, ist eine Art Geschmackssache, ich selbst habe mich jedenfalls gefreut, als die Ladung eines Quadratmeters Erdoberfläche sozusagen greifbar durch mein Galvanometer floß.

1) T. Schliomka, Ann. d. Phys. 78. S. 204—208. — Ich bin über das Erscheinen dieser Bemerkungen sehr überrascht. Hr. Schl. hatte mir am 12. 5. 25. — am *Schluss* eines längeren von Hrn. W. Wien veranlaßten Meinungsaustausches — geschrieben: „Ich habe mich jetzt davon überzeugt, daß meine Einwände doch nicht die Bedeutung haben, die ich Ihnen bisher zumäß“ und hatte mir die gleichzeitige *Zurückziehung* seiner Kritik mitgeteilt. Bei seiner jetzigen Veröffentlichung ist sachlich nur der Abschnitt über frühere Versuche zur Bestimmung der Erdladung hinzugekommen, in der Formulierung sind manche Verbesserungen erfolgt, ohne daß Hr. Schl. die Angabe für nötig gehalten hat, wie weit diese auf meinen ersten ihm brieflich zur Verfügung gestellten Gegenbemerkungen beruhen.

2) Die folgenden Ausführungen beziehen sich zum Teil auch auf brieflich mir zugegangene Bemerkungen, namentlich auf die Einwände, welche mir Hr. Benndorf in liebenswürdigster Form übersandt hat, wofür ich ihm auch an dieser Stelle meinen besten Dank aussprechen möchte. Letztere decken sich zum Teil mit den Ziffern 2, 3 und 4 der Schliomkaschen Bemerkungen; zwei darüber hinausgehende Einwände werden am Schluß dieser Arbeit besonders besprochen.

Bei diesem Zweck der Arbeit kommt es vor allem auf zwei Punkte an, auf Anschaulichkeit und Unmittelbarkeit.

Aus diesem Grunde habe ich den Begriff der Atomneutralität eingeführt, der zwar nichts anderes ist, als der Begriff der Ladungslosigkeit, vor diesem aber den Anschluß an die einzige realen elektrischen Grundvorstellungen und die unmittelbare Anschaulichkeit voraus hat. Ich glaube, daß die Berechtigung dieses neuen Begriffes schon durch die absolute Klarheit meiner Frage bewiesen wird: „Wie viele Elektronen über oder unter dem atomneutralen Zustand besitzt ein gegebenes Oberflächenstück der Erde?“

Dieselben Gründe haben mich zu der Variation des Cavendishschen Versuches geführt. Es hat keinen Sinn, die Potentialtheorie in einer ihrer wichtigsten Endformeln zu ignorieren, im übrigen aber die geltenden theoretischen Vorstellungen und Schlußweisen ruhig zu benutzen. Es erschien mir deswegen wesentlich, auch die Atomneutralität des Leiterinneren „in diesem prinzipiellen Zusammenhang“ auf einen unmittelbaren anschaulichen Versuch zurückzuführen, der in andern Zusammenhange ganz überflüssig sein würde.

Durch diese ganz ungewöhnliche Einstellung muß naturgemäß auch die Darstellungsweise wesentlich beeinflußt werden, was eine gerechte Kritik nicht übersehen darf. —

Zu den Einzelheiten der Kritik habe ich noch folgendes zu bemerken (die Ziffern beziehen sich auf die Veröffentlichung Hrn. Schl.s).

Zu 3. „Hr. R. ist nämlich der Ansicht, daß man bisher die Erde als relativen Bezugskörper für die Ladung betrachtet habe.“ Dies ist keineswegs der Fall. Schon die einzige Stelle, wo ich auf das elektrische Erdniveau, das für den eigentlichen Gedankengang gar keine Rolle spielt, ausführlicher eingehe, widerspricht dieser „Ansicht“ . . . „weil alle Versuchsgrundlagen der Potentialtheorie ja gerade gegenüber dem Erdniveau als Bezugswert gewonnen sind, und weil der Potentialbegriff in seiner praktischen Anwendung stets nur relativen und niemals absoluten Charakter hat“. Außer dieser Stelle wird die Neutralität der Erde noch zweimal und zwar neben der Atomneutralität erwähnt, einmal um das Relative dieses Begriffes gegenüber der absoluten Atomneutralität hervor-

zuheben und ein anderes Mal in einem Zusammenhange, wo aus den oben dargelegten Gründen jede Schlußfolgerung oder Begriffsbestimmung zugunsten des direkten Versuchs von *vornherein* abgelehnt wird. Meine Ausdrucksweise in diesen beiden Fällen ist, namentlich infolge der unpassenden Bezeichnung „neutral“ für das Potential der Erde, wie ich selbst zugebe, nicht glücklich und kann für sich allein zu einer Deutung im obigen Sinne führen, sie berechtigt aber nicht zu einem derartig positiv und allgemein gefaßten Vorwurf. Der Leser gewinnt unwillkürlich den Eindruck, daß ich diese seltsame Ansicht in aller Deutlichkeit zum Ausdruck gebracht und zu folgeschweren Trugschlüssen benutzt habe, was beides nicht der Fall ist.

Zu 4. Der Hinweis auf die auch auf ungeladene Körper im elektrischen Felde ausgeübten Kräfte ist richtig, diese Kräfte lassen sich aber leicht, wie Hr. Schl. selbst vorschlägt, durch die Fassung „im *unendlichen* homogenen Feld“ berücksichtigen. — Wichtiger würde mir die Frage erscheinen, wie der experimentelle Nachweis dieses Zustandes durch solche Kräfte beeinflußt wird. Bei meinem Quadrantenelektrometerversuch spielten sie jedenfalls keine Rolle, da sie durch die bekannte Nullpunktsverschiebung beim Anlegen der Hilfsspannung bereits berücksichtigt sind.

Zu 6. Hr. Schl. kritisiert einen Schluß, den ich gar nicht gezogen habe. Ich spreche hier von der negativen Gesamtladung der Erde auf Grund allgemeiner Erfahrungen, nicht auf Grund meiner Versuche an ein paar Quadratmetern. Das hätte Hr. Schl. — ganz abgesehen von der gänzlichen Unsinnigkeit eines solchen Schlusses — aus Punkt 5 der Zusammenfassung ersehen müssen, wo von einer Ausmessung der Gesamtladung „ m^2 für m^2 “ die Rede ist. — Daß Messungen in den Polargebieten die landläufige Annahme über die negative Gesamtladung der Erdkugel wesentlich ändern können, ist richtig, aber zunächst doch noch völlig hypothetisch.

Zu 7. Die Angaben über frühere direkte Messungen der Erdladung sind an sich von großem Interesse, entsprechen in dieser Form aber nicht den Tatsachen. Nach Hrn. Schl.s. Darstellung ist Dellmann mit aller Klarheit von demselben Grundgedanken wie ich ausgegangen, während W. Thomson

(auf der gleichen Seite, auf welcher der von Hrn. Schl. zitierte Satz steht) von ihm sagt: „Durch ein Mißverständnis hat Dellmann selbst nicht erkannt, daß seine Beobachtungsmethode in der Tat darin besteht, einen Teil der Erde fortzunehmen usw.“ Ebenso dürfte Hr. Schl. nicht von „dem schon 1860 von S. W. Thomson angegebenen Verfahren“ sprechen. Thomson selbst sagt, wenige Zeilen nach dem von Hrn. Schl. zitierten Satz: „Auf die Idee, den Versuch mit einer platt auf die Erde gelegten Scheibe auszuführen, ist man nur zum Zweck der Verdeutlichung gekommen; sie ist offenbar in der Anwendung sehr unvorteilhaft.“ Thomson selbst lehnt es also geradezu ab, diese Idee zu einem Verfahren auszubilden. — Aber auch abgesehen hiervon ist meine Überdeckungsmethode von der Thomsonschen Prüfscheibenmethode, wenn man ein Gedankenexperiment schon als Methode bezeichnen will, so weit entfernt, wie zwei Methoden mit dem gleichen einfachen Endzweck nur sein können, während die Verwandtschaft mit dem rechnerisch komplizierten Dellmannschen Verfahren noch geringer ist. Es kann also wohl gesagt werden, daß ähnliche Grundgedanken schon früher aufgetreten sind, nicht aber, „daß Hrn. Ramsauers Methode den Luftelektrikern schon lange bekannt ist“, wenn nicht der Leser einen ganz falschen Eindruck erhalten soll. Im übrigen handelt es sich bei diesen weit zurückliegenden Versuchen und Vorschlägen nicht um Dinge, die, wie Hr. Schl. es darstellt, jedem Luftelektriker geläufig sind, was am besten daraus hervorgeht, daß Hr. Schl. selbst sie bei seiner ersten Einreichung an die Annalen (vgl. Anm. 1, S. 89) noch nicht aufgefunden hatte.

Auf die weiteren Einzelheiten dieser nach Fehler suchenden Kritik Hrn. Schl.s will ich nicht eingehen, ich will nur noch an zwei Beispielen zeigen, in welche nutzlosen Schulmeistereien sich diese Kritik verliert: Der Begriff des atomneutralen Zustandes ist nicht neu, weil Ebert schon von „neutralen Atomen“ spricht (S. 205); es muß bei der Kennzeichnung des atomneutralen Zustandes nicht vom Fehlen beschleunigender, sondern vom Fehlen verschiebender Kräfte gesprochen werden, da man sonst auch an drehende beschleunigende Kräfte denken könnte (S. 206). —

Zum Schluß gehe ich noch kurz auf zwei Bemerkungen

Hrn. Benndorfs ein. Hr. B. kritisiert die sich öfter in der Literatur findende Berechnung des absoluten Erdpotentials aus der Erdladung im ersten Absatz meiner Arbeit, mit Recht, denn die Berechnung setzt stillschweigend voraus, daß die Erdkugel bei gegebener Ladung ohne Lufthülle allein im leeren Raume steht. Der zweite Einwand ist gegen die Ausführung des variirten Cavendishschen Versuchs gerichtet. Er beruht darauf, daß das Elektrometer bei der benutzten Schaltung (Verbindung der Hülle mit der Nadel) an sich zu unempfindlich sei. Das hat aber nach meiner Ansicht keine Bedeutung, da der Versuch das Fehlen der Ladung auf der Nadel bei der gewählten Anordnung jedenfalls mit aller Schärfe beweist, es zeigt vielmehr, daß die behauptete Ladungslosigkeit der Nadel trotz äußerer Aufladung selbst bei lückenhafter Hülle — der eigentliche Schutzmantel des Elektrometers war bei der Messung abgenommen worden, außerdem befinden sich die Hilfsspannungsbatterien ja außerhalb des Instruments — im wesentlichen schon eintritt.

Danzig, im Dezember 1925.

(Eingegangen 15. Januar 1926.)

7. Zur Messung der Feinstruktur der Wasserstofflinien mit der Lummer-Gehrcke-Platte.
Antwort zu den Bemerkungen des Hrn. Gehrcke¹⁾;
von P. H. van Cittert.

Verfassers Verhandlung über diesen Gegenstand hatte nur den Zweck, darauf hinzuweisen, daß es bei Messungen mit der Lummer-Gehrcke-Platte mehrere Gründe gibt für das Auftreten von Fehlern, so daß es notwendig ist, jede Messung mit einer Fehlerdiskussion zu begleiten. Wo es möglich ist, daß dieselben Autoren innerhalb eines Jahres Messungen des Abstandes der Komponente der Linie H_a publizieren, welche $0,117 \text{ \AA}^2$ bzw. $0,126 \text{ \AA}^3$ als Resultat ergeben, ohne daß sie die möglichen Fehler besprechen oder nur mit einem Wort auf die Gründe dieses großen Unterschiedes hinweisen, schien es dem Verfasser nicht überflüssig den möglichen Fehlergründen nachzuspüren.

1. Was die Vor- und Nachteile des Stufengitters, bzw. der Lummer-Gehrcke-Platte anbelangt, gibt Verfasser zu, daß das Fehlen der Spaltkorrektion unzweifelhaft ein großer Vorteil der Lummer-Gehrcke-Platte ist. Demselben gegenüber jedoch steht, daß die Hauptkorrektion bei dem Stufengitter exakt bekannt ist, und unabhängig ist von der Anzahl und der Breite der wahrgenommenen Komponenten, während die Korrektion bei der Lummer-Gehrcke-Platte um so größer wird, je nachdem die Linien breiter und die Struktur komplizierter ist. Weiter ist beim Stufengitter die Hauptkorrektion nur abhängig von der Stelle der Linien im Apparat und nicht von den benachbarten Linien und also sehr einfach zu berücksichtigen. Bei der Lummer-Gehrcke-Platte dagegen hängt die Korrektion ab von der Umgebung und ist nur dann gut

1) Gehrcke, Ann. d. Physik, 78. 1925. S. 461.

2) Gehrcke und Lau, Ann. d. Physik, 65. 1921. S. 564.

3) Gehrcke und Lau, Ann. d. Physik, 67. 1922. S. 388.

anzubringen, wenn man mit einer Annahme über die Zahl, den Abstand und die Breite der Komponente anfängt. Überdies veranlaßt sie verhältnismäßig komplizierte Berechnungen. Bei der Messung mit der Lummer-Gehrcke-Platte von dem Intensitätsverlauf in die Komponente findet man immer zu breite und zu langsam abfallende Linien.

2. und 3. Daß die Formel

$$F(\gamma) = \int_0^{\lambda} f(\lambda) \cdot \frac{1 + \tau^2 p - 2 \tau p \cos 2\pi \frac{p\gamma}{\lambda}}{1 + \tau^2 - 2 \tau \cos 2\pi \frac{\gamma}{\lambda}},$$

nicht vom Verfasser sondern von Gehrcke abgeleitet worden ist, ist so selbstverständlich, daß Verfasser es für unnötig hielt, darauf auch nur mit einem Wort hinzuweisen. Auch die Tatsache, daß diese Formel schon öfters diskutiert worden ist, ist eine allbekannte. Jedoch wies Verfasser darauf hin, daß, während im allgemeinen die durch diese Formel bedingten Verbreiterungen klein sein könnten, es jedoch bei sehr breiten Spektrallinien möglich sei, daß sie zu erheblichen Korrekturen Anlaß gäben und also nicht ohne weitere Diskussion vernachlässigt werden dürften. In der unter 3. angeführten Arbeit, welche Verfasser zur Zeit seiner Publikation leider unbekannt war, zeigen Gehrcke und Lau selbst, daß dieser Fehlergrund nicht zu vernachlässigende Verbreiterungen verursachen kann. Sie unterlassen jedoch, darauf hinzuweisen, daß die 1921 publizierten Halbwertsbreiten möglicherweise mit diesem Fehler behaftet sein könnten. Auch weisen sie nicht darauf hin, daß auch der Abstand und die Höhe der Spitzen sich ändert. Im Gegenteil, sie behaupten ausdrücklich, daß diese unverändert blieben. Diese Arbeit ist zugleich ein Beweis, daß es immer nützlich sein kann eine Formel noch einmal zu betrachten, auch wenn sie schon vor 20 Jahren diskutiert worden ist.

4. und 5. Es war dem Verfasser nicht entgangen, daß die Anordnung eine andere als die gewöhnliche war. Jedoch war nicht ausdrücklich erwähnt worden, wie Gehrcke vorkommen läßt, daß die Dehnung *aufgehoben* war, aber nur, daß sie *gleichmäßiger* war. Aus den Photogrammen geht hervor, daß eine Dehnung allerdings vorhanden ist (Tafel II, a—e). Die Korrektion ist vom Verfasser berechnet worden unter der

Annahme, daß das in derselben Arbeit publizierte Registrogramm zu vergleichen ist mit den publizierten Messungen.

Daß bei den Berechnungen der kontinuierliche Untergrund bis zu 20 oder 30 Proz. willkürlich fortgelassen worden ist, widerspricht Gehrcke nicht. Wenn man eine andere Korrektion für den Untergrund anbringt, bekommt man ganz andere Resultate. Auch hierauf dürfte wohl einmal hingewiesen werden. Die Verbreiterung der Linien, und also auch die Vergrößerung der Halbwertsbreiten, ist schon unter 3. besprochen worden.

6. Über die Richtigkeit irgend eines Wertes von $\Delta\nu$ hat Verfasser sich überhaupt nicht ausgesprochen. Er hat nur darauf hinweisen wollen, daß die Messungen von Gehrcke und Lau ohne Fehlerdiskussion keine Entscheidung geben können über die Richtigkeit der Theorie.

Physikalisches Institut der Universität Utrecht.

(Eingegangen 18. Januar 1926.)

8. **Druckfehlerberichtigung zur Arbeit:
„Elektrooptische Untersuchungen
am Natriumdampf“;**
von H. Kopfermann und R. Ladenburg.

(Ann. d. Phys. 78. S. 659—679. 1925.)

S. 668 Z. 13 von oben lies: die Halbwte der Linien betrug 0,02 Å.-E. (statt: die ganze Breite).

Dasselbst Z. 19 von oben lies: $1/_{20}$ (statt: $1/_{10}$).

S. 673 Z. 7 von oben lies: die σ_2 -Komponente ist γ -mal so intensiv wie die π -Komponente (statt: die σ -Komponente).

S. 677 Z. 4 von oben lies: für die Halbwte der Linien berechnet man 0,016 Å.-E. (statt: 0,008 Å.-E.).



Fig. 1. Röntgendiagramm von Au. Eisenantikathode. Dicke des Präparats 1,0 mm.
Die Berechnung des Diagramms ist in Tab. 1 und 2 gegeben.



Fig. 2. Röntgendiagramm von Ag. Eisenantikathode. Dicke des Präparats 1,5 mm.
Berechnung des Diagramms in Tab. 3.



Fig. 3. Röntgendiagramm von Cu. Eisenstrahlung. Dicke des Präparats 1,6 mm.
Über die Berechnung des Diagramms vgl. Tab. 5 und 6.



Fig. 4. Röntgendiagramm von Ni. Eisenantikathode. Präparatdicke 1,1 mm.
Berechnung des Diagramms in Tab. 7.



Fig. 7. Debye-Diagramm von 41,9 Proz. Ni (Eisenstrahlung). CuNi-Leg.
Das Diagramm ist in Tab. 10 berechnet.



Fig. 8. Debye-Diagramm von 50,9 Atom-Proz. Ni.
Eisenantikathode. Dicke des Präparats 1,4 mm.

S. Holgersson.